



Titre: Étude de dispersion dans un mélangeur statique Sulzer SMX
Title:

Auteur: Louis Fradette
Author:

Date: 1999

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Fradette, L. (1999). Étude de dispersion dans un mélangeur statique Sulzer SMX
Citation: [Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
<https://publications.polymtl.ca/8716/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/8716/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:**
Advisors:

Programme: Non spécifié
Program:

NOTE TO USERS

Page(s) not included in the original manuscript and are unavailable from the author or university. The manuscript was microfilmed as received.

184

This reproduction is the best copy available.

UMI ®

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DE DISPERSION DANS UN
MÉLANGEUR STATIQUE SULZER SMX

LOUIS FRADETTE

DÉPARTEMENT DE GÉNIE CHIMIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOTOR (PH.D.)
(GÉNIE CHIMIQUE)

OCTOBRE 1999

© Louis Fradette, 1999



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-53532-0

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

ÉTUDE DE DISPERSION DANS UN
MÉLANGEUR STATIQUE SULZER SMX

Présentée par : FRADETTE Louis

En vue de l'obtention du diplôme de : PHILOSOPHÆ DOCTOR

A été dûment acceptée par le jury d'examen mixte constitué de :

M. FAVIS Basil, Ph.D., président

M. TANGUY Philippe, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. CHOPLIN Lionel, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. CARREAU Pierre, Ph.D., membre

M. LI Huai-Zhi, Ph.D., examinateur externe

A Isabelle

REMERCIEMENTS

Rares sont ceux qui peuvent traverser le fil des jours sans le soutien et l'appui de collègues ou d'amis. Tenter de remercier individuellement tous ceux qui m'ont accompagné, encouragé, motivé ou même enguirlandé est une tâche risquée. Je remercie donc simplement mes codirecteurs, MM les professeurs Choplin et Tanguy. Ils m'ont accueilli au sein de leur laboratoire respectif et le climat qu'ils y font régner a souvent attisé ma soif d'apprendre. Je veux aussi souligner toute mon appréciation à M. Li.

Je veux remercier les membres du jury de cette thèse : M. Favis d'en avoir accepté la présidence et Messieurs Carreau, Chornet et Gracia-Rejon de m'avoir fait l'honneur de passer mes travaux en revue.

Je remercie en bloc tous les collègues et amis du GEMICO de Nancy. Chacun à leur tour, en se voyant inscrit anonymement ici, ils trouveront dans leurs souvenirs une raison à ce remerciement. La simplicité de cet énoncé se veut un hommage à tout ce qu'ils ont fait pour nous rendre la vie agréable.

J'ai une pensée spéciale pour les gens de l'Urpei. Un gros merci à ce groupe serré et jovial. Si beaucoup passent, parfois rapidement, l'atmosphère détendue reste au beau fixe.

Un mot pour tous mes logeurs. Merci pour votre salon, votre futon ou votre balcon. Sans vous non plus, l'aboutissement n'aurait pas été possible.

Si je lui dédie ce document, je veux aussi remercier ma femme Isabelle car ce projet n'a pu voir sa fin que grâce à son appui indéfectible.

RÉSUMÉ

Les mélangeurs statiques sont parties intégrantes de la réalité industrielle de cette fin de siècle. Malgré cette popularité, les travaux publiés relativement à leur capacité de dispersion en régime d'écoulement laminaire restent limités. Ainsi, un seul travail a porté sur la dispersion de liquides à l'aide d'un mélangeur statique. On ne sait toutefois rien sur leur capacité à disperser des solides fins, peu importe le régime d'écoulement. La performance de dispersion des mélangeurs statiques en régime d'écoulement turbulent a par contre été largement étudiée. Ce travail a donc comme principal objectif de fournir des informations sur la capacité de dispersion en régime laminaire du mélangeur statique SMX produit par la société Sulzer. Une particularité supplémentaire réside dans l'emploi de fluides dont la viscosité est non newtonienne.

Deux aspects sont couverts dans ce travail. Ils portent premièrement sur la dispersion de fluides et puis sur la faisabilité de disperser des solides. Pour la mesure des tailles en dispersion de fluides, une combinaison d'appareillage vidéo et de lentille à fort grossissement est utilisée pour obtenir les images. La mesure et le comptage sont effectués manuellement. Les paramètres des distributions de tailles, lissées avec la distribution log-normale, sont obtenus par la méthode du maximum de vraisemblance. Pour les dispersions de solides, une sonde laser fournissant la distribution des tailles en temps réel procure les mesures indispensables à la connaissance du niveau de réduction de taille des agglomérats. Des simulations traitant d'une seule phase complètent les mesures expérimentales. Les simulations sont effectuées à l'aide du logiciel POLY3D^{MC} de la société Rheotek Inc. et permettent d'obtenir des informations sur les caractéristiques de

l'écoulement engendré par le mélangeur simulé. Ce logiciel utilise la méthode des éléments finis pour résoudre les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement.

Aucune simulation n'a jusqu'ici été présentée pour des écoulements de fluides non newtoniens dans un mélangeur SMX. Dans le but de valider les résultats de simulations pour une géométrie aussi complexe que celle du SMX, les résultats de perte de charge simulés sont confrontés avec les résultats expérimentaux. On a pu démontrer que certains types d'éléments finis ne sont pas en mesure de fournir des résultats cohérents bien qu'ils répondent à toutes les conditions théoriques de convergence et de stabilité. De plus, ces mêmes éléments ne permettent pas la représentation adéquate du comportement non newtonien des fluides dans le mélangeur. La représentation est d'autant plus faussée que le caractère non newtonien s'accroît.

Trois critères utilisant les simulations permettent d'évaluer la performance du mélangeur. Un premier critère, K_p , caractérise la géométrie et est identique au critère proposé par Metzner et Otto pour l'agitation mécanique. Avec cette constante, il est possible de calculer la perte de charge engendrée par le mélangeur pour n'importe quel niveau de rhéofluidifiabilité du fluide. Aux valeurs obtenues par simulations s'ajoutent les mesures expérimentales. Aucune valeur de ce type n'a encore été fournie pour le mélangeur SMX tant numériquement qu'expérimentalement. On a aussi obtenu des valeurs numériques pour le mélangeur Kenics.

Deux moyens de caractérisation supplémentaires exploitent les simulations numériques. Les résultats obtenus visent à caractériser et à comparer la capacité de mélange du SMX et du mélangeur Kenics. La distribution des temps de séjour (DTS) a révélé l'insensibilité de

ce mélangeur à la rhéologie du fluide qui le traverse pour des indices de rhéofluidifiante allant de 0,35 à 1,0. On a aussi confronté ces résultats avec un modèle expérimental et obtenu un accord satisfaisant. Pour le mélangeur Kenics, la rhéologie du fluide a montré un effet non négligeable sur sa performance de mélange. La confrontation avec les résultats expérimentaux existants, utilisant des fluides newtoniens, est tout aussi satisfaisante.

La distribution des longueurs de parcours (DLP), à notre connaissance, n'a encore jamais été utilisée pour les mélangeurs statiques. Elle a permis de comparer et de caractériser les mélangeurs SMX et Kenics. Elle se révèle une signature tout aussi caractéristique de la géométrie d'un élément que peut l'être la constante K , ou la DTS. La largeur de la DLP suivant le nombre d'éléments traversés démontre un potentiel certain pour l'évaluation de l'efficacité de dispersion d'un mélangeur. Ce critère permet donc la comparaison des différents éléments mélangeurs. De plus, on démontre que la DLP est tout à fait cohérente avec l'étirement subi par le fluide. Plus grand est l'étirement, meilleur sera le mélange. L'information ainsi obtenue est donc particulièrement intéressante dans l'évaluation d'une géométrie qu'elle soit nouvelle ou existante.

La dispersion de fluides a permis d'obtenir des informations jusqu'ici encore non disponibles sur le mélangeur SMX lorsque l'écoulement est laminaire. La plage des conditions explorées va d'un rapport de viscosité très faible (gaz dans liquide) à un rapport d'environ 300 (liquide dans liquide). On a pu démontrer que l'emploi de la viscosité de procédé permet de s'affranchir du caractère non newtonien de la phase continue dans le traitement des résultats. On compare aussi la performance du SMX avec celle du Kenics à

travers les seuls résultats existants pour le Kenics. Les résultats de taille sont regroupés sur une seule courbe généralisée fonction de l'énergie dissipée dans le mélangeur.

Enfin, la faisabilité d'incorporer en continu des pigments de CaCO_3 dans de l'eau a pu être démontrée. Sans agent dispersant, des teneurs en solides supérieures à 55% ont été atteintes. La viscosité élevée alors obtenue permet une réduction de taille efficace des agglomérats de particules en une seule passe. La taille atteinte en sortie de mélangeur permet d'envisager l'utilisation de ce type d'équipement dans la préparation de suspensions concentrées telles que celles nécessaires au couchage du papier.

ABSTRACT

Over the past 25 years, static mixers have gained a lot of importance in the Chemical Industry and their use is still widening. Despite this popularity, only a few publications are devoted to their performance at dispersing fluids while in the laminar flow regime. As a matter of fact, one published work reports on the performance of a specific mixer in this situation. However, a lot of work has been done to investigate their dispersion performance while in turbulent flow regime. The use of static mixers as a dispersing tool for particle size reduction suffers the same lack of published work as the laminar dispersion case. Thus, this work aims at providing information about the dispersion capacity of the Sulzer SMX static mixer. The study is limited to the laminar flow regime. A special attention will be given to the influence of a non-Newtonian continuous phase on its performance.

Two major aspects of the dispersion process are covered: the fluid-fluid case and the solid-fluid case are presented. Bubbles and drops sizes are measured with a combination of video equipment and a macro lens. The measurement and the numbering are manually executed. The resulting gross diameter distributions are fitted with a LogNormal distribution. The distribution parameters are adjusted with a maximum likelihood technique. For the solid particle size measurements, a laser probe specifically designed for this type of operation was used. The probe's standard output is made of real time size distributions. These measurements form the basis of the performance evaluation in the particle size reduction study. Numerical simulations are used to characterize the mixer

geometry and the flow pattern it induces. POLY3D™, from Rheotek Inc., provides the flow field through finite element resolution of the transport phenomena equations.

Until now, no work has ever been published regarding the SMX static mixer and in which the flow of non-Newtonian fluids is taken into consideration. Pressure drop results are the only possible validation of such a complicated geometry. Obviously, there exists no analytical solution to confront the simulated flow field with. Experimental measurements are used for validation. It is put into evidence that some finite element types, while respecting every stability and convergence criterion, will not provide results coherent with the measurements. Moreover, these same elements are not able to correctly represent the non-Newtonian behavior. With a non-Newtonian viscosity increasing in importance, the gap between experiments and simulations also grows wider in an exponential manner.

Three different criteria are used to evaluate the static mixers' performance. They are based on the simulations' results. The Mezner-Otto constant, K_o , is first calculated. The power expanded in the mixer can be calculated for almost any fluid when this constant is known. Both numerical and experimental values were obtained for K_o and both lie in the same range of values. K_o values for the Kenics static mixer are also provided but come from simulations only. None of this kind of information has ever been published.

Two other characterization means use the output from the simulations. The residence time distributions (RTD), calculated from massless particles, clearly show that the fluid's rheology does not affect the performance of the SMX. This effect was investigated with a power law index down to 0,35. When the experimental RTD's were compared to the ones obtained from the numerical simulations, a good concordance was found. At the

opposite, the influence of the fluid's rheology on the Kenics performance cannot be neglected. The simulations results were compared to the available experimental results published in the literature for Newtonian fluids. Here too, a good agreement was found. The Trajectory Length Distribution (TLD) is the third numerical means used for the mixer characterization. To our knowledge, this method has never been used with static mixers and was used to compare the SMX and Kenics elements. It comes out that TLD provides a very distinct signature identifying each of the geometry as do K_i and RTD. The width of the TLD, when plotted as a function of the number of elements used, show a clear potential in the geometry evaluation and its efficiency to reduce the size of the dispersed phase. The TLD is also very coherent with the stretching the fluid undergoes. We must remember that stretching is synonym of mixing. The information brought by the TLD is then very interesting and useful in a geometry evaluation whether it already exists or is completely new.

In laminar flow, the fluid-liquid dispersion results provide new information about the SMX mixer. It was shown that process viscosity is a mean for getting rid of the unknown when a non-Newtonian continuous phase is used. The process conditions explored very low viscosity ratios (gas into liquid) up to a value of about 300 (liquid into liquid). A master curve showing the average diameter of the distribution as a function of the total energy dissipated in the mixer was generated. The comparison between the Kenics and the SMX mixers is also performed based on published results for the Kenics mixer.

Finally, the last specific objective of this work was to explore the feasibility of using the SMX mixer as a dispersing tool to wet fine powders. CaCO_3 was used as the dispersed

phase without chemical dispersing agent. Solid concentrations up to 55% were reached. The very high viscosity achieved is very helpful. Hence, it was possible to break agglomerates down to their minimum equilibrium size with only one pass through the mixers. These experiments showed the potentiality of the SMX mixers as an initial wetting tool in the incorporation of fine powders to water. They also open the door to its use in paper coating color preparation.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	IV
REMERCIEMENTS	V
RÉSUMÉ	VI
ABSTRACT	X
TABLE DES MATIÈRES	XIV
LISTE DES TABLEAUX.....	XVIII
LISTE DES FIGURES	XXI
LISTE DES SYMBOLES	XXVIII
 CHAPITRE 1 INTRODUCTION	 1
1.1 NOTIONS SUR LA DISPERSION.....	3
1.1.1 Dispersion de gaz et de liquides	4
1.1.2 Dispersion de solides	8
1.2 PROCÉDÉ ET DISPERSION.....	11
1.3 MÉLANGE EN LIGNE.....	15
1.3.1 Mélangeurs à éléments mobiles.....	15
1.3.2 Les mélangeurs statiques	17
1.3.2.1 Principe de fonctionnement	18
1.3.2.2 Quelques types de mélangeurs	21
1.4 BILAN ET OBJECTIF GÉNÉRAL.....	29
 CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE	 31
2.1 PERTE DE CHARGE DANS LES MÉLANGEURS	31
2.1.1 Écoulements à une phase liquide	32
2.1.2 Écoulements diphasiques	36
2.1.3 Bilan sur le calcul de la perte de charge	41

2.2	DISPERSION DE GAZ OU DE LIQUIDE DANS UNE PHASE LIQUIDE	42
2.2.1	Paramètres gouvernant la déformation et la rupture.....	42
2.2.1.1	Le type d'écoulement	42
2.2.1.2	La tension de surface.....	44
	Élasticité de l'interface	44
	Instabilité capillaire.....	46
2.2.1.3	Les faibles rapports de viscosité.....	48
2.2.1.4	Les rapports de viscosité élevés.....	48
2.2.1.5	Le facteur temps	48
2.2.2	Résultats de dispersion en régime stationnaire	49
2.2.3	Résultats de dispersion en régime transitoire	53
2.2.4	Coalescence.....	62
2.2.5	Dispersion de gaz et de liquides dans les mélangeurs statiques.....	64
2.2.5.1	Mesure des tailles en ligne	64
2.2.5.2	Paramètres à considérer en conception	65
	Nombre d'éléments de mélange	66
	Viscosité et rapport des viscosités	67
	Fraction volumique de phase dispersée.....	69
	Point et moyen d'injection de la phase dispersée	70
	Le débit et le nombre de Reynolds	72
2.2.5.3	Dispersion en régime laminaire avec des mélangeurs statiques.....	72
2.2.5.4	Dispersion en régime turbulent avec des mélangeurs statiques.....	75
2.3	DISPERSION DE PARTICULES DANS UNE PHASE LIQUIDE.....	80
2.3.1	Phénomènes impliqués dans la dispersion de particules.....	80
2.3.1.1	Cohésion	80
2.3.1.2	Rupture	81
2.3.1.3	Érosion	82
2.3.1.4	Agglomération.....	82
2.3.1.5	Comportement rhéologique.....	84
2.3.2	Dispersion de solides dans les mélangeurs statiques	88

2.4	CARACTÉRISATION DES MÉLANGEURS	90
2.4.1	Vitesse de cisaillement caractéristique	90
2.4.1.1	Une phase	90
2.4.1.2	Deux phases	94
2.4.2	Distribution des temps de séjour	95
2.4.3	Mélange et chaos	100
2.4.3.1	Exposant de Lyapounov et étirement.....	101
2.4.3.2	Sections de Poincaré	103
2.5	BILAN DES TRAVAUX ET OBJECTIFS DE LA THÈSE	104

CHAPITRE 3 RESSOURCES MATÉRIELLES ET MÉTHODOLOGIE..... 107

3.1	MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET COMPOSANTES.....	107
3.1.1	Éléments Sulzer SMX	108
3.1.2	Section d'injection et mesure des pressions	110
3.1.3	Section de mesure des tailles.....	111
3.2	DISPERSION DE GAZ ET DE LIQUIDE	114
3.2.1	Méthodologie expérimentale.....	114
3.2.2	Mesure des tailles de gouttes et bulles	119
3.2.3	Lissage des distributions : méthode du maximum de vraisemblance.....	120
3.3	EXPÉRIMENTATION SOLIDE - LIQUIDE.....	124
3.3.1	Méthodologie expérimentale.....	124
3.3.2	Configuration du montage.....	126
3.3.3	Appareil et technique de mesure	127

CHAPITRE 4 CARACTÉRISATION HYDRODYNAMIQUE DU

	MÉLANGEUR SMX	131
4.1	PERTE DE CHARGE	132
4.2	DÉTERMINATION DE LA CONSTANTE DE CISAILLEMENT EFFECTIF K_s	140
4.3	DISTRIBUTION DES TEMPS DE SÉJOUR.....	149

4.4	DISTRIBUTION DE LONGUEURS DE PARCOURS.....	173
CHAPITRE 5 DISPERSION DE GAZ ET DE LIQUIDES DANS UN		
	MÉLANGEUR SMX	185
5.1	DISPERSION AVEC $p < 1$	185
5.1.1	Résultats de dispersion	187
5.1.2	Vitesse de cisaillement effective	190
5.1.3	Comparaison avec un mélangeur Kenics	192
5.1.4	Effet d'une phase continue non newtonienne.....	197
5.2	DISPERSION AVEC $p > 1$	199
5.2.1	Résultats de dispersion	203
5.2.1.1	Effet de la fraction volumique	203
5.2.1.2	Effet du rapport de viscosité	205
5.2.1.3	Effet de l'énergie dissipée	209
5.2.1.4	Effet du temps.....	211
5.2.2	Vitesse de cisaillement effective avec $p > 1$	214
5.2.3	Comparaison avec un mélangeur Kenics	216
CHAPITRE 6 DISPERSION DE PIGMENTS AVEC UN MÉLANGEUR		
	SMX	222
6.1	RÉGLAGE DE LA SONDE	222
6.2	RÉSULTATS DE DISPERSION	229
CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS		238
BIBLIOGRAPHIE		242
ANNEXE 1 HISTOGRAMMES, DISTRIBUTIONS ET MOMENTS.....		260

LISTE DES TABLEAUX

CHAPITRE 1

Tableau 1-1 Exemples de procédés étroitement liés à la dispersion.	3
Tableau 1-2 Comparaison des procédés de mélange en batch et en continu pour la production de sauce de couchage [adapté de Davis et al., 1997].	13

CHAPITRE 2

Tableau 2-1 Valeurs de K_p trouvées dans la littérature pour le calcul de la perte de charge dans un mélangeur Kenics.	34
Tableau 2-2 Valeurs de K_p trouvées dans la littérature pour le calcul de la perte de charge dans un mélangeur SMX.	35
Tableau 2-3 Évolution de la constante C_1 de l'Équation 2-16 suivant la valeur de l'indice d'écoulement n	39
Tableau 2-4 Données correspondant aux mesures présentées à la Figure 2-13.	67
Tableau 2-5 Corrélations développées pour la dispersion de liquides et de gaz dans les mélangeurs statiques les plus répandus.	77
Tableau 2-6 Valeurs de K , pour différents types d'agitateurs mécaniques utilisés dans l'industrie.	93
Tableau 2-7 Modèles de distribution de temps de séjour pour les mélangeurs Kenics et SMX.	98

CHAPITRE 3

Tableau 3-1 Composantes et capteurs du montage expérimental.	109
Tableau 3-2 Équipements utilisés pour la mesure des tailles de gouttes, bulles et particules solides.	112
Tableau 3-3 Composition et paramètres rhéologiques des fluides utilisés.	117
Tableau 3-4 Spécifications des produits de base utilisés pour les phases continues et dispersées.	118

Tableau 3-5	Spécifications du fabricant relative au carbonate de calcium utilisé.....	125
-------------	---	-----

CHAPITRE 4

Tableau 4-1	Dimensions des problèmes d'éléments finis engendrés par l'emploi des éléments de trois types différents.....	134
Tableau 4-2	Valeurs de K_p obtenues pour un débit de 10 l/h et écarts avec la valeur de référence de 1200.	136
Tableau 4-3	Relations menant à la valeur de K_s pour différents modèles de viscosité.	142
Tableau 4-4	Conditions utilisées dans les simulations avec 6 éléments SMX.	143
Tableau 4-5	Valeurs de K_s pour le SMX obtenues de la relation de perte de charge présentée par Shah et Kale [1991].	147
Tableau 4-6	Résumé des valeurs de K_s obtenues ici et trouvées dans la littérature relative aux mélangeurs statiques.	149
Tableau 4-7	Quatre premiers moments des distributions de la Figure 4-11.	157
Tableau 4-8	Débit calculé à partir des particules récupérées en sortie des mélangeurs.	161

CHAPITRE 5

Tableau 5-1	Conditions expérimentales utilisées pour la dispersion d'azote.	187
Tableau 5-2	Comparaison des mélangeurs Kenics et SMX - conditions expérimentales et rapport de vitesse de cisaillement.....	193
Tableau 5-3	Valeurs de constantes de l'Équation 5-10 pour les mélangeurs SMX, Kenics et Lightnin.	196
Tableau 5-4	Effet de l'emploi d'une phase non-newtonienne sur le rapport des vitesses de cisaillement.	198
Tableau 5-5	Résumé des conditions expérimentales pour la dispersion de liquides.	200
Tableau 5-6	Sommaire de l'effet obtenu pour des variations de rapport de viscosité et de fraction volumique.	209
Tableau 5-7	Valeurs de constantes de l'Équation 5-14 pour les mélangeurs SMX et Kenics lorsque p est supérieur à 1.....	220

CHAPITRE 6

Tableau 6-1	Résumé des tailles obtenues pour trois tailles de billes et deux méthodes de mesures.	229
-------------	--	-----

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE 1

Figure 1-1	Relation entre nombre capillaire et stabilité des gouttes.....	7
Figure 1-2	Écoulements utilisés pour les mesures de nombres capillaires critiques et mesure de la déformation des gouttes.	8
Figure 1-3	Condition des particules, forces d'interactions et forces externes de rupture.....	10
Figure 1-4	Quatre exemples de combinaisons rotor-stator utilisés pour la production d'émulsions et de très fines dispersions de poudres : a) entrefer ajustable [Greerco Inc.] b) entrefer fixe [Kinematica Inc.].....	16
Figure 1-5	Illustration du fonctionnement d'un mélangeur statique en parallèle avec la transformation du pâtissier.....	20
Figure 1-6	Deux éléments mélangeurs Kenics Mixer de Chemineer dans une conduite.	22
Figure 1-7	Fonctionnement du mélangeur Kenics Mixer.....	23
Figure 1-8	Trois éléments mélangeurs Low Pressure Drop (LPD) de Charles Ross and Son.....	25
Figure 1-9	Deux éléments mélangeurs Interfacial Surface Generator (ISG) de Charles Ross and Son.	26
Figure 1-10	Composition de la forme de base pour un élément Sulzer SMX.	27
Figure 1-11	Composition d'un élément SMX et illustration de son fonctionnement.....	28
Figure 1-12	Deux éléments de mélange Sulzer SMX dans une conduite.	28

CHAPITRE 2

Figure 2-1	Évolution du facteur ϕ_L en fonction de la variable X pour le mélangeur SMX et le tube vide.....	39
Figure 2-2	Évolution du rapport $\phi_L(n=0,5)/\phi_L(n=1,0)$	40
Figure 2-3	Modèle mécanique représentatif d'une goutte déformée.....	45

Figure 2-4	Évolution des instabilités capillaires à la surface d'un filament et rupture en gouttes plus petites.	46
Figure 2-5	Temps requis pour la rupture d'un filament par instabilités capillaires en fonction du rapport de viscosité.	47
Figure 2-6	Nombre Capillaire critique suivant le rapport des viscosité pour des écoulements en cisaillement simple (—) et en élongation (- - -) [Grace, 1982].	50
Figure 2-7	Nombre capillaire critique pour différents types d'écoulements [Bentley et Leal 1986].	51
Figure 2-8	Temps réduit requis pour la rupture en fonction du rapport de viscosité [Grace 1982].	53
Figure 2-9	Valeur moyenne du paramètre α sur l'axe des mélangeurs SMX et Kenics [Rauline et al. 1998].	57
Figure 2-10	Valeur de la vitesse de cisaillement moyenne sur l'axe d'un mélangeur Kenics et SMX [Rauline et al. 1998].	58
Figure 2-11	Shéma du montage expérimental employé par Ottino et son groupe.	59
Figure 2-12	Patrons d'écoulement lors de la coalescence suivant le type d'interface.	64
Figure 2-13	Effet du nombre d'éléments mélangeurs sur la taille des gouttes à un nombre de Weber donné.	66
Figure 2-14	Nombre capillaire critique obtenu avec le mélangeur SMX par rapport à celui pour le cisaillement simple et l'élongation.	74
Figure 2-15	Courbe type de viscosité - vitesse de cisaillement pour une suspension de particules.	86
Figure 2-16	Courbes types de DTS.	97
Figure 2-17	Étirement calculé dans les éléments de mélange Kenics.	102
Figure 2-18	Sections de Poincaré obtenues pour différentes conditions d'opération dans un "Partitionned Pipe Mixer".	103

CHAPITRE 3

Figure 3-1	Schéma du montage expérimental.	108
Figure 3-2	Dimensions des mélangeurs SMX du montage expérimental.	110

Figure 3-3	Détails de la section d'injection et de la mesure des pression et température. $D_t = 16 \text{ mm}$ (DN 15).	111
Figure 3-4	Illustration et dimensions de la cellule de mesure en dispersion de liquides.	113
Figure 3-5	Cellule de mesure des tailles en dispersion de solides.	114
Figure 3-6	Plan d'expériences adopté pour l'expérimentation liquide-liquide.	116
Figure 3-7	Étapes menant à l'obtention des distributions de tailles.	119
Figure 3-8	Schéma de l'appareil servant au support de comptage de gouttes.	120
Figure 3-9	Longueurs de corde résultant de l'orientation d'une particule dans le plan de balayage du point focal de la sonde.	128
Figure 3-10	Distributions de longueurs de cordes obtenues pour différentes formes de particules [Lasentec Inc.].	130

CHAPITRE 4

Figure 4-1	Détails et dimensions des deux éléments mélangeurs SMX simulés.	133
Figure 4-2	Résultats de perte de charge avec des fluides newtoniens pour différents types d'éléments finis.	135
Figure 4-3	Résultats des simulations présentés sous forme de relation Ne vs Re	138
Figure 4-4	Valeurs de K_s obtenues par simulations pour deux mélangeurs SMX.	142
Figure 4-5	Valeurs de K_s obtenues individuellement pour un maillage de six éléments SMX.	145
Figure 4-6	Valeurs expérimentales de K_s pour le mélangeur SMX.	145
Figure 4-7	Valeurs de K_s obtenues numériquement pour le mélangeur Kenics.	148
Figure 4-8	Évolution du nombre de particules restantes après 6 éléments mélangeurs en fonction du pas de temps choisi.	153
Figure 4-9	Fraction de particules restantes en sortie de mélangeurs en fonction du critère de vitesse minimum utilisée.	154
Figure 4-10	Position de départ des particules lancées et arrivées à la sortie d'un tube vide. ...	155
Figure 4-11	DTS numérique et théorique dans une conduite vide.	156

Figure 4-12	Illustration de l'emploi des conditions périodiques pour la simulation d'un grand nombre de mélangeurs.	160
Figure 4-13	Fraction de particules restantes en fonction du nombre d'éléments traversés.	161
Figure 4-14	Premier moment des DTS obtenues numériquement, avec le MDA et avec le modèle de Fasol [1995].	162
Figure 4-15	Second moment des DTS obtenues par simulations, avec le modèle de Fasol [1995] et le MDA.	163
Figure 4-16	Position des particules après 6 (a) et 18 (b) éléments mélangeurs.	164
Figure 4-17	DTS cumulatives obtenues individuellement pour les six éléments utilisés.	165
Figure 4-18	Comparaison de la DTS obtenue numériquement pour 6 éléments SMX avec un Modèle de Dispersion Axiale utilisant un $Pé=65$	166
Figure 4-19	Évolution du nombre de Péclet avec le nombre d'éléments SMX considérés.	166
Figure 4-20	Effet sur les DTS de la méthode de pondération des particules.	167
Figure 4-21	Comparaison des DTS numériques en nombre et des valeurs disponibles dans la littérature ($a = 4$, $b = 8$ et $c = 12$ éléments).	169
Figure 4-22	DTS individuelles obtenues pour le maillage à 6 éléments Kenics.	170
Figure 4-23	Comparaison de la DTS numérique pondérée en nombre avec le modèle de dispersion axiale dans un mélangeur Kenics.	170
Figure 4-24	Effet sur la DTS dans un mélangeur Kenics de la simulation d'un fluide obéissant à une loi de puissance.	171
Figure 4-25	Effet sur la DTS dans un mélangeur SMX de la simulation d'un fluide obéissant à une loi de puissance.	172
Figure 4-26	Distributions de longueurs de parcours obtenues dans un mélangeur SMX ($Re=0,001$).	175
Figure 4-27	DLP individuelles des éléments SMX.	175
Figure 4-28	Effet de la rhéologie sur la DLP dans 3 et 6 éléments SMX.	176
Figure 4-29	Comparaison des DLP obtenues pour 6 éléments Kenics et SMX.	177
Figure 4-30	DLP individuelles des éléments d'entrée et de sortie pour un mélangeur Kenics.	178

Figure 4-31	DLP individuelles pour les éléments composant le centre d'un mélangeur Kenics à 6 éléments.	179
Figure 4-32	Comparaison des DLP cumulatives d'un élément Kenics et d'un SMX.	179
Figure 4-33	Évolution de la largeur des DLP pour les mélangeurs Kenics et SMX.	180
Figure 4-34	Longueurs de parcours projetées sur le plan d'entrée pour les six éléments SMX simulés (● tiers supérieur, ○ médian, *inférieur).	182
Figure 4-35	Longueurs de parcours projetées sur le plan d'entrée pour les 6 éléments Kenics simulés (● tiers supérieur, ○ médian, *inférieur).	183
Figure 4-36	Comparaison de la carte des DLP et du maximum d'élongation tel que fournie par Hobbs [Hobbs et Muzzio 1997].	184

CHAPITRE 5

Figure 5-1	Évolution du diamètre moyen des bulles obtenues avec 6, 12 et 18 SMX.	188
Figure 5-2	Moyenne et Écart type des distributions de bulles obtenues en fonction de l'énergie dissipée dans le mélangeur.	189
Figure 5-3	Vitesse de cisaillement effective du mélangeur SMX obtenue avec $p < 1$	191
Figure 5-4	Comparaison de la performance d'un mélangeur Kenics et SMX en fonction de la vitesse de cisaillement à la paroi.	194
Figure 5-5	Effet du nombre d'éléments SMX sur la taille moyenne pour trois vitesses de cisaillement différentes.	195
Figure 5-6	Effet de l'emploi d'une phase continue non-newtonienne sur la performance du mélangeur SMX.	199
Figure 5-7	Effet de la fraction volumique de fluide dispersé sur la viscosité de procédé.	203
Figure 5-8	Évolution de la mesure de perte de charge lors de l'injection de la phase dispersée.	203
Figure 5-9	Effet de la fraction volumique sur le diamètre moyen pour un rapport de viscosité de 5.	204
Figure 5-10	Ordonnée à l'origine obtenue en fonction de la fraction volumique pour trois rapports de viscosité.	205
Figure 5-11	Diamètre des gouttes en fonction de l'énergie dissipée pour trois rapports de viscosité et $\phi = 25\%$	206

Figure 5-12	Diamètre des gouttes en fonction de l'énergie dissipée pour trois rapports de viscosité et $\phi = 15\%$.	207
Figure 5-13	Diamètre des gouttes en fonction de l'énergie dissipée pour trois rapports de viscosité et $\phi = 5\%$.	207
Figure 5-14	Compilation de l'effet du rapport de viscosité pour les différentes fractions volumiques utilisées.	208
Figure 5-15	Courbe généralisée des tailles pour le mélangeur SMX avec $p_{ref} = 100$ et $\phi_{ref} = 15\%$.	210
Figure 5-16	Effet du temps requis pour la rupture sur le diamètre moyen.	212
Figure 5-17	Effet de divers paramètres sur le diamètre résultant.	214
Figure 5-18	Vitesse de cisaillement effective obtenue en dispersion de liquide.	215
Figure 5-19	Comparaison des vitesses de cisaillement effectives des mélangeurs Kenics et SMX.	217
Figure 5-20	Comparaison des vitesses de cisaillement effectives du mélangeur Kenics et SMX sur la base de l'énergie dissipée.	218
Figure 5-21	Effet du nombre d'éléments sur le diamètre moyen obtenu avec $\phi = 5\%$ et $p = 5$.	219

CHAPITRE 6

Figure 6-1	Montage utilisé pour l'étude des paramètres de réglage de la sonde.	224
Figure 6-2	Effet de la vitesse de déplacement des particules devant la sonde sur les distributions de tailles obtenues.	225
Figure 6-3	Effet de la distance du point focal sur les distributions de tailles obtenues avec des billes de taille identique.	225
Figure 6-4	Distributions de tailles brutes obtenues pour trois diamètres de billes différents.	227
Figure 6-5	Distribution des longueurs de cordes obtenue pour des particules sphériques dont la taille répond à une distribution normale [Lasentec Inc 1995].	227
Figure 6-6	Distributions de tailles filtrées obtenues avec la sonde laser pour trois tailles de billes de verre différentes.	228

Figure 6-7	Viscosité de procédé à différentes concentrations de pigments.	232
Figure 6-8	Viscosité en fonction de la teneur en solides de la suspension.	232
Figure 6-9	Variation de la longueur moyenne de cordes en fonction du temps.	234
Figure 6-10	Temps requis pour l'atteinte d'une taille minimum en fonction de la teneur en solides de la suspension.	235
Figure 6-11	Nombre de SMX nécessaires à la réduction de taille en fonction de la teneur en solides.	236

LISTE DES SYMBOLES

Symbole	Signification	Unités
a	Premier paramètre de la Distribution Log - Normale	---
b	Dimension la plus petite d'une ellipse	m
b	Second paramètre de la Distribution Log - Normale	---
C_i	Constante reliée au contexte, $i = 1, 2, \dots$	---
Ca	Nombre Capillaire	---
D, d	Diamètre	m
$E(t)$	Distribution des temps de séjour	---
E_T	Énergie totale dissipée dans le mélangeur	J
f	Coefficient de frottement de Fanning (Identique à Ne)	---
f	Fonction reliée au contexte	---
Fa	Nombre de fragmentation	---
$G(s)$	Fonction de transfert	---
h	Largeur d'un intervalle dans une distribution	contexte
k	Indice de consistance	$\text{Pa}\cdot\text{s}^{1/(n-1)}$
k_e	Constante cinétique de l'érosion	---
k_i	Constantes représentatives de la géométrie employée	---
K_p	Constante = $Ne \cdot Re$	---
K_s	Constante caractéristique du cisaillement	---
L	Longueur	m
Ly	Exposant de Lyapounov	---
n	Indice d'écoulement ou de comportement	---
N	Nombre d'éléments	---
Ne	Nombre de Newton (coefficient de frottement ou nombre de puissance)	---
N_p	Nombre de puissance ou coefficient de frottement, équivalent au nombre de Newton (Ne)	---
p	Rapport des viscosité phase dispersée / continue	---
P_m	Puissance par unité de masse	W/kg
P_T	Puissance totale dissipée dans le mélangeur	W
P_V	Puissance par unité de volume	W/m ³
Q	Débit volumique	m ³ /s
R, r	Rayon d'une goutte, rayon	m

Symbole	Signification	Unités
Re	Nombre de Reynolds	--
t	Temps, ou temps de séjour donné par l'horloge	s
$t_{1/2}$	Temps caractéristique d'un fluide (Modèle de Carreau)	s
T	Couple sur l'arbre d'un agitateur	N-m
u	Vitesse caractéristique	m/s
v	Vitesse	m/s
V	Volume	m ³
W	Composante rotationnelle du tenseur gradient de vitesse	---
We	Nombre de Weber	---
x	Fraction massique de la phase légère	---
X	Rapport $(\Delta P_L / \Delta P_G)^{1/4}$, corrélation de Lockhart-Martinelli	---

Lettres grecques

Lettre grecque	Unités
α Caractère d'un écoulement, 1 = élongationnel, 0 = Couette	---
ε Fraction de vide	---
ϕ Coefficient dans la corrélation de Lockhart-Martinelli	---
φ Fraction volumique de la phase concernée	---
$\dot{\gamma}$ Vitesse de cisaillement	s^{-1}
$\gamma_{1/2}$ Vitesse de cisaillement caractéristique d'un fluide (M. de Cross)	s^{-1}
Γ Partie symétrique du tenseur des vitesses de cisaillement	---
η Viscosité d'un fluide	Pa-s
η_0 Viscosité du plateau newtonien	Pa-s
λ Étirement	---
μ Viscosité newtonienne	Pa-s
μ_n Moment d'ordre n d'une distribution	---
μ'_n Moment centré d'ordre n d'une distribution	---
ν Paramètre représentatif d'une géométrie	---
Ω Partie non symétrique du tenseur des vitesses de cisaillement	---
τ Temps de passage dans un réacteur	s
θ Temps de séjour normalisé	---
Θ Paramètre déterminant la famille d'une distribution	---
ρ Masse volumique	kg/m^3
σ Tension interfaciale ou cohésion d'agglomérat (S)	N/m

Exposants et indices

Exposant ou Indice	Signification	Unités
0	Initial	---
$1, 2, \dots$	Indices relatifs au contexte	---
b	Relatif à la buse d'injection	---
c	Relatif à la phase continue	---
car	Relatif à une valeur ou une dimension caractéristique	---
$crit$	Valeur critique	---
d	Relatif à la phase dispersée	---
g	Relatif à la goutte ou la bulle	---
G	Relatif à la phase gazeuse	---
h	hydraulique, rayon ou diamètre	---
I	Relatif à l'interface entre la goutte et le milieu	---
j	Relatif au jet formé à la sortie de la buse d'injection	---
L	Relatif à la phase liquide	---
M, mel	Relatif aux mélangeurs	---
moy	Valeur moyenne	---
Op	Relatif à l'opération	---
$Parois, p$	Relatif à la paroi de la conduite	---
S	Relatif à la phase solide	---
t	Relatif à la conduite (tube)	---
T	Transposée	---

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Bien que l'action de mélanger remonte aux origines de l'Humanité, le mot «mélange» n'apparaît dans la langue française qu'au XV^e siècle. Il dérive du mot «mêlé» avec lequel toutefois on ne doit le confondre. En effet, on associe à ce dernier un désordre inhérent alors que «mêlé» signifie plutôt combiné, assemblé dans des proportions données. Un siècle plus tard, le verbe «mélanger» fait son apparition dans notre langue mais il faudra attendre trois cents ans, soit la seconde moitié du XIX^e, avant d'y trouver le nom «mélangeur» : outil, appareil servant au mélange de substances. À la même époque, le mot agitateur acquiert une signification supplémentaire et désigne une pièce mobile servant à créer un mouvement mécanique provoquant le mélange. Le lien avec la révolution industrielle d'alors s'établit facilement. Jusqu'à nos jours, ni le nom mélangeur ni le verbe mélanger n'ont connu d'évolution mais il est apparu dans la seconde moitié de notre siècle une locution, «mélangeur statique», pour désigner des appareils de mélange sans pièces mobiles utilisés dans les conduites de procédés. Les opérations de mélange constituent sans contredit, et de tout temps, un des aspects les plus importants du génie des procédés.

Un nombre imposant de synonymes s'associent au verbe mélanger. On peut par exemple citer : amalgamer, battre, combiner, couper, distribuer, disperser, malaxer, touiller, ... Cette liste suffit à montrer toute la diversité des sens accordés à «mélanger». Une

conséquence directe de cet éventail aussi large d'applications est le niveau des connaissances nécessaires à la compréhension des phénomènes impliqués. Si l'opération de mélange est très intuitive, les phénomènes impliqués peuvent être très complexes. Les applications peuvent de plus impliquer un ou plusieurs fluides, présents sous différentes phases (gaz ou liquides) et même contenir des solides.

Un exemple impliquant une seule phase est l'homogénéisation en température d'un polymère extrudé puis mis en forme [par exemple *Schneider, 1988*]. La qualité du produit final dépend souvent de son histoire thermique. De trop hautes températures imposées pendant une durée excessive au polymère peuvent mener à sa dégradation mécanique, visuelle ou chimique. De plus, la viscosité du fondu est grandement affectée par des variations locales de température. Ces différences peuvent engendrer des instabilités dans l'écoulement et des défauts pouvant rendre le produit final inutilisable.

Dans le cas d'une réaction chimique, le mélange procure des conditions de réactivité uniforme alors que les réactifs sont dissous dans une phase porteuse, inerte ou réactive. Le niveau de mélange souhaité est alors mesuré en fonction de paramètres relatifs à chacun de ces cas : une variation de température dans une cuve ou sur la section d'une conduite, une variation de concentration dans le volume du réacteur. Dans ces types d'applications, on s'intéresse donc souvent à la variation d'une propriété dans l'espace.

Lors du mélange de deux ou plusieurs fluides, le premier phénomène impliqué est bien sûr la miscibilité des fluides en présence. La miscibilité est souvent liée à des temps de dissolution pour citer un paramètre important. Lorsque les phases sont non miscibles, on parle alors de dispersion pour désigner l'opération de mélange. Au sens large, la dispersion

telle que présentée ici peut aussi inclure la dispersion de particules solides. La qualité du mélange sera fonction de deux paramètres et non plus d'un seul : fonction de la distribution spatiale d'une propriété, tout comme dans le cas à une seule phase, mais aussi fonction de la taille atteinte par les particules, gouttes ou bulles de la phase dispersée. La complexité de l'opération de mélange et de l'évaluation de son niveau de succès s'en trouve augmentée d'autant.

1.1 NOTIONS SUR LA DISPERSION

Disperser, c'est-à-dire répartir une phase immiscible dans une seconde, constitue une réalité industrielle très présente et très actuelle. Le tableau suivant énumère quelques exemples de procédés dont la dispersion constitue un élément important.

Tableau 1-1 Exemples de procédés étroitement liés à la dispersion.

Liquide - liquide (non miscible)	
Extraction au solvant	Production de dérivés benzéniques
Émulsification	Production alimentaire, pharmaceutique, cosmétique
Polymérisation	Production de matériaux synthétiques et de caoutchouc
Solide - liquide	
Cristallisation	Production de sels, sucres, d'engrais
Papier	Préparation de la sauce pour le couchage
Extrusion	Introduction de noir de carbone dans le caoutchouc
Gaz - liquide	
Fermentation	Production alimentaire, pharmaceutique
Aération	Traitement des eaux usées
Oxydation	Traitement des gaz de raffinerie
Solide - solide	
Agriculture	Production et préparation des engrais

Ces quelques exemples mettent bien en évidence la largeur de l'éventail des applications que représente le procédé de dispersion dans l'industrie chimique. On peut tenter une division simple des divers procédés en les classant suivant le type d'interface présente

entre les phases : interface souple (gaz - liquide et liquide - liquide) d'un côté et interface rigide de l'autre (solide - liquide et solide - solide).

Un parallèle peut aussi être établi entre les divers modes de réduction de taille. On peut assimiler la rupture d'une goutte ou bulle à la fragmentation d'un agglomérat et la coalescence à l'agglomération de particules ou groupes de particules. Toutefois, ici s'arrête ce genre de parallèle. Si la rupture ou coalescence des gouttes peut être bien expliquée par la mécanique des fluides, les processus d'agglomération et de rupture font intervenir des notions de physico-chimie et de physique des colloïdes bien plus complexes et surtout plus mal connus. De plus, une goutte semble simple au niveau structurel alors que la structure des agglomérats ne peut qu'être estimée par des méthodes statistiques.

1.1.1 *Dispersion de gaz et de liquides*

Le processus de mélange ou de dispersion d'un fluide dans un second peut être décrit par une succession d'étapes. Il y a d'abord nécessité de répartir la phase dispersée dans la phase continue. Les dimensions sont alors grandes et ne permettent pas à des forces faibles comme la tension interfaciale de jouer un rôle, même partiel. On parle alors de *mélange distributif*. Avec la distribution spatiale des phases qui progresse, les dimensions caractéristiques de la phase dispersée diminuent graduellement. Éventuellement, les tailles atteintes favoriseront l'influence de la tension interfaciale. Cette nouvelle étape du mélange est appelée *mélange dispersif*.

Au cours de la réduction de taille d'une bulle ou d'une goutte, trois forces vont s'exercer et s'affronter : force d'inertie, force de viscosité et force de tension interfaciale. On entend ici

par tension interfaciale aussi bien la force de cohésion du liquide à l'interface avec l'air que celle entre deux liquides. Le nombre de Weber permet de quantifier le rapport entre les forces d'inertie et les forces interfaciales. Il s'écrit :

$$We = \frac{\rho_c u^2}{\sigma/L} \quad \text{Équation 1-1}$$

Ici, L et u sont des grandeurs caractéristiques du système. L représente une longueur, souvent prise comme un diamètre et u , une vitesse, souvent la vitesse moyenne de l'écoulement. σ représente la tension interfaciale et ρ_c , la masse volumique de la phase continue.

Le régime d'écoulement laminaire a comme premier effet de rendre les forces d'inertie très petites. On perd ainsi la sensibilité du nombre qui devient lui aussi très petit. On peut s'affranchir des forces d'inertie en utilisant le nombre de Reynolds. Il exprime le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses :

$$Re = \frac{\rho_c u L}{\eta} \quad \text{Équation 1-2}$$

Le rapport du nombre de Weber au nombre de Reynolds engendre ainsi un nouveau nombre adimensionnel dit nombre capillaire (Ca) :

$$Ca = \frac{\eta u}{\sigma} \quad \text{Équation 1-3}$$

Le nombre capillaire convient donc beaucoup mieux à la représentation des forces en présence pour la dispersion de fluides en régime laminaire. Les forces visqueuses provoquent les étirements et les déformations nécessaires à la rupture des gouttes alors que la tension interfaciale tend à minimiser ces effets et à protéger la forme et la cohésion

de la goutte. Généralement, le processus de réduction de taille s'effectue de façon différente si la valeur de Ca excède ou non une valeur critique. Cette valeur est conditionnée par le type d'écoulement où se produisent les phénomènes et par la viscosité des fluides impliqués. Les bulles ou gouttes qui en résultent ne présenteront pas les mêmes courbes de distribution.

Si le rapport entre les forces visqueuses et celles de tension interfaciale permet l'évaluation du type de dispersion, le rapport des viscosités entre les phases intervient lui aussi. On considère généralement comme rapport de viscosité celle de la phase dispersée sur la phase continue η_d/η_c que l'on note p . On conçoit facilement qu'à nombre capillaire constant, c'est-à-dire dans un écoulement donné, plus le rapport des viscosités sera élevé, plus la viscosité de la phase dispersée interviendra dans la rupture de la goutte. Toutes les déformations imposées par la phase continue deviennent de moins en moins efficaces car elles doivent combattre l'amortissement provoqué par la viscosité plus élevée de la phase dispersée. Les phénomènes régissant la dispersion à bas ou haut rapport de viscosité sont ainsi très différents de même que les résultats après rupture.

La Figure 1-1 illustre de manière simplifiée les conditions de dispersion suivant le nombre capillaire et le rapport des viscosités. La zone ombrée correspond à des contraintes insuffisantes pour mener à la rupture des gouttes. La zone claire représente les écoulements assez forts pour déstabiliser les gouttes et provoquer leur rupture. Le nombre capillaire critique (Ca_{cc}) représente donc le nombre capillaire au-delà duquel il n'existe plus de forme stable pour une goutte qui s'y trouve.

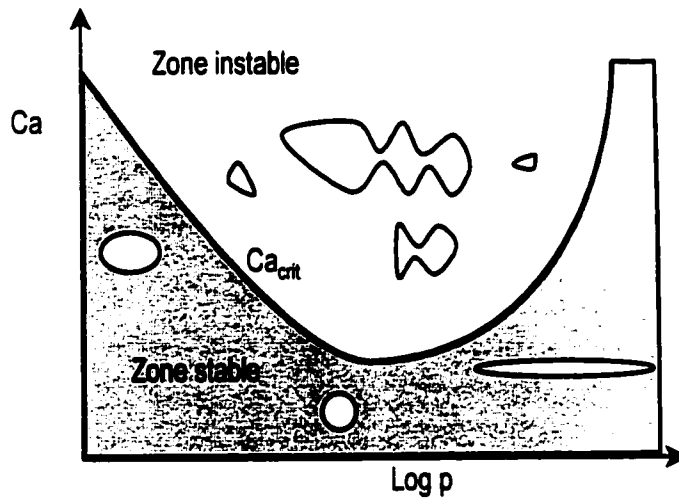


Figure 1-1 Relation entre nombre capillaire et stabilité des gouttes [Taylor 1934].

On sait depuis plusieurs années que les écoulements laminaires en élongation procurent de meilleures performances de dispersion que ceux en cisaillement [Taylor, 1934 ; Hinze, 1955]. La Figure 1-2 présente les écoulements généralement utilisés dans les études de rupture de gouttes. Ils vont de la rotation pure (écoulement totalement inefficace) au cisaillement simple et à l'élongation (écoulement le plus efficace). Ces études consistent généralement à enregistrer la déformation D d'une goutte ellipsoïdale dans un écoulement en fonction des conditions de déformation. Dans le cas de goutte étirée en long filament, cette déformation devient trop grande et on emploie alors le rapport de la longueur du filament à celle du rayon du filament formé : $Déformation = l/b$.

La terminologie de la dispersion et de l'émulsification permet la représentation de la phase continue et dispersée par une convention simple. On nomme une « émulsion huile dans eau » (h/e), une émulsion dont la phase dispersée est formée d'huile et la phase continue

d'eau. À l'inverse, une émulsion e/h consiste en une phase dispersée aqueuse et une phase continue huileuse.

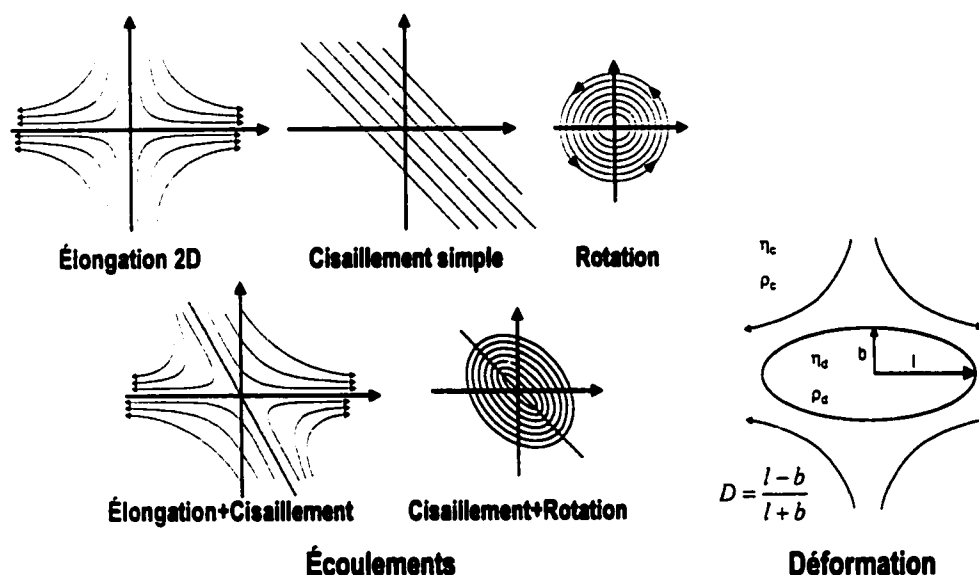


Figure 1-2 Écoulements utilisés pour les mesures de nombres capillaires critiques et mesure de la déformation des gouttes.

1.1.2 Dispersion de solides

La dispersion d'un pigment ou d'une poudre dans une phase liquide peut se présenter comme la succession de trois étapes distinctes [Parfit et Barnes, 1992] : *incorporation*, *dispersion* puis *floculation*. L'étape d'incorporation comprend le mouillage du solide à sa surface par le fluide, l'immersion des particules et la pénétration de la phase continue à l'intérieur des interstices entre particules agglomérées. Selon les propriétés de surface des particules solides, cette phase aura pour effet de créer, ou à tout le moins de favoriser, la formation d'agglomérats de taille et de niveaux variés de cohésion. Le mélangeur doit détruire ces agrégats jusqu'à la taille minimum possible. Les forces alors en jeu sont des forces locales

inter particulaires ou particules – fluide. La Figure 1-3 présente les principales forces inter particulaires. Le signe négatif exprime une attraction et le positif une répulsion.

Une fois terminée l'étape d'incorporation, la réduction de taille peut s'effectuer suivant deux modes : la *rupture* et l'*érosion*. Cette étape implique alors les forces hydrodynamiques ou mécaniques générées par le procédé (Figure 1-3). Un nombre semblable au nombre capillaire peut être calculé : le nombre de fragmentation [Manas-Zloczower, 1994]. Il fait intervenir un rapport entre les forces visqueuses et la cohésion de l'agglomérat. Cette dernière joue donc le même rôle que la tension interfaciale en dispersion de liquides. La différence entre les deux réside dans la propriété de la cohésion qui provient non pas de la surface mais de la structure interne de l'agglomérat.

On peut associer les forces hydrodynamiques à des niveaux d'énergie assez faciles d'accès. Les forces mécaniques requièrent par contre des niveaux très supérieurs qui exigent de l'équipement conçu et dimensionné en conséquence. L'état de structure des particules détermine aussi le niveau de contrainte nécessaire à la réduction de taille. Les floccs peuvent être détruits avec des forces relativement faibles alors qu'un agrégat nécessite des forces très supérieures que seuls des moyens mécaniques peuvent procurer. Généralement, cette étape n'est heureusement pas nécessaire et seule la destruction des floccs en agrégats suffit à procurer les tailles requises pour le procédé. On considère généralement que la rupture des floccs par les forces hydrodynamiques engendre le retour à la structure de base, l'agrégat. Le temps caractéristique de cette étape est donc relativement court.

L'érosion, le second mode de réduction de taille, génère aussi des agrégats mais la structure du floc initial compte encore un grand nombre de composants (Figure 1-3). Ce processus est donc initialement caractérisé par une distribution des tailles à deux pics dont l'un s'atténue au cours du temps. L'atteinte d'une distribution de taille étroite avec une moyenne faible implique un temps très long.

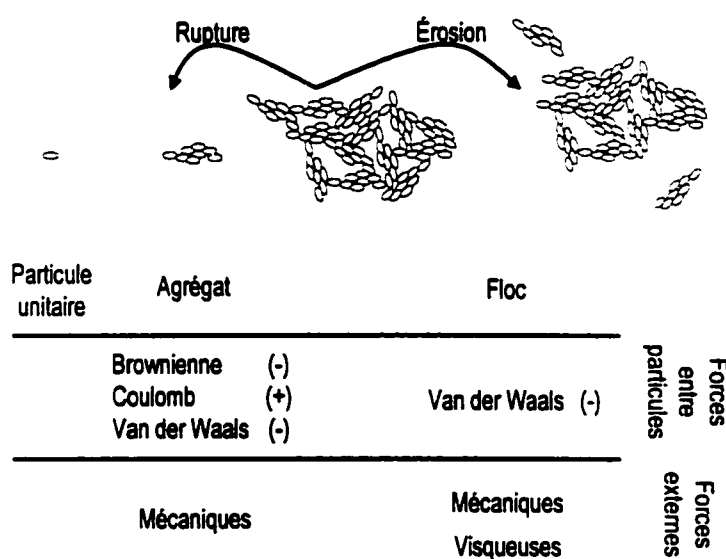


Figure 1-3 Condition des particules, forces d'interactions et forces externes de rupture.

Dans une suspension fortement concentrée, les agrégats sont proches les uns des autres et les forces d'attraction mènent inévitablement à la croissance de structures. C'est la *floculation*. Les floccs, regroupements de petites unités engendrées par faibles forces de surface, sont liés moins fortement que les agglomérats et les forces nécessaires à leur rupture sont plus accessibles. La structure des floccs est complexe et varie dans le temps de même que dans l'espace. En conséquence, seuls des moyens statistiques permettent d'en représenter la structure et d'évaluer le nombre d'agglomérats composant le floc.

Les notions présentées jusqu'ici visent à mettre en évidence une particularité commune des phénomènes de rupture et de réduction de taille : ce sont des phénomènes locaux. Par contre, en génie des procédés, l'information qu'il est possible d'obtenir expérimentalement avec les mélangeurs est plutôt de nature globale : perte de charge, viscosité, ... Grâce à l'avènement de la simulation numérique des écoulements, on peut songer à utiliser les résultats des simulations pour déterminer cette information locale et ainsi faciliter la compréhension, l'évaluation et même la comparaison des mélangeurs.

Deux types d'informations peuvent être obtenus. De façon directe, on obtient le champ d'écoulement, les vitesses locales, les contraintes... De façon indirecte par l'utilisation de traceurs lancés dans l'écoulement, on peut récupérer des distributions de longueurs de parcours, des distributions de temps de séjour, ... Analysées ensemble, ces informations sont très utiles à la compréhension du mélangeur étudié.

1.2 PROCÉDÉ ET DISPERSION

Tout comme d'autres procédés de fabrication industriels, l'opération de mélange peut être effectuée en modes continu ou discontinu. Comme son nom l'indique, le mélange discontinu procède par recettes ou « batch ». De tout temps, l'Homme a utilisé cette façon de faire et elle constitue, encore aujourd'hui, la méthode la plus largement répandue. Le mélange par « batch » est le type de procédé qui répond le mieux à l'intuition lorsque vient le temps concevoir de un procédé impliquant le mélange. L'ancienneté du procédé n'est donc pas l'unique cause de sa popularité auprès des ingénieurs de conception et elle constitue sans aucun doute la plus haute barrière à franchir pour le mélange en ligne. Le

principe de mélange en continu, ou « en ligne », date de cette fin de siècle. Là encore, on y distingue deux types : le mélange à éléments mobiles ou à éléments fixes.

L'industrie du papier fournit un bon exemple de comparaison possible entre les deux modes de mélange [Davis et al., 1997]. La préparation de suspensions concentrées en pigments blancs, nécessaires à l'amélioration du fini et à l'imprimabilité du papier, implique plusieurs étapes de mélange. Mis à part l'étape d'incorporation du pigment dans l'eau qui est toujours faite avec des équipements rotatifs, les étapes subséquentes utilisent soit le mélange en batch, soit le mélange en ligne. Le Tableau 1-2 présente la comparaison entre les deux approches. À l'exception de quelques éléments spécifiques propres à ce procédé, la comparaison peut très bien représenter n'importe quelle application.

Considérant les nombreux avantages d'un fonctionnement en ligne, on peut se demander pourquoi on ne retrouve pas plus souvent des mélangeurs en continu dans le monde industriel ? Il faut dire qu'une usine ayant déjà investi un montant important dans un atelier de fabrication trouvera difficilement la justification du passage à l'autre mode de mélange. Seules de nouvelles conditions économiques forçant des changements fréquents de formulation ou une forte augmentation de capacité peuvent justifier le passage du mode batch vers le mode continu. Pour de nouvelles installations toutefois, ce type de procédé présente des avantages indéniables. Il en est de même pour de grandes installations ayant une variabilité importante dans ses formulations et ses conditions d'opération. La préparation des produits étant faite en batches, ces conditions changeantes entraînent inévitablement des pertes importantes pouvant justifier les investissements requis pour les modifications.

Tableau 1-2 Comparaison des procédés de mélange en batch et en continu pour la production de sauce de couchage [adapté de Davis et al., 1997].

Mélange en batch	Mélange en continu
<ul style="list-style-type: none"> ● Nécessite de grandes surfaces de plancher pour loger tous les réservoirs intermédiaires. ● Investissement en capital élevé. ● Grands volumes à nettoyer entre batch ou lors des arrêts. ● Risques de mousse produite par l'entraînement d'air avec les rotors à haute vitesse. ● Risque de destruction de certains constituants occasionnée par le très fort cisaillement dans les mélangeurs rotatifs. ● Risque élevé de perte de produit demeurant dans tous les réservoirs pendant les arrêts non planifiés. ● Risque élevé de variabilité dans la qualité du produit entre les différents batches. ● Risque de perte de produit lors de changement de recette ou à l'arrêt. ● Comprend de nombreuses pièces mobiles. ● Risques élevés de contamination avec des réservoirs ouverts. ● Le temps de rétention de tous les réservoirs va de long à très long. 	<ul style="list-style-type: none"> ● Nécessite très peu d'espace. ● Investissement en capital faible. ● Très faibles volumes à nettoyer - facile à faire. ● Très faibles risques lorsque les mélangeurs sont dimensionnés correctement. ● Le mélange est effectué avec très peu de cisaillement. ● Aucun risque de pertes importantes de produit. ● Tous les composants peuvent être ajustés en continu. ● La formulation peut être modifiée en temps réel, sans perte de produit. ● Aucune (peu) de pièces mobiles - entretien minimum. ● Aucun risque de contamination avec un système fermé. ● Temps de rétention très faibles - équivalents au temps de pompage.

Les applications de dispersion en cuve nécessitent, lors de leur conception, la connaissance de la vitesse de l'agitateur requise pour mener à bien la réduction de taille. La réponse à cette question se retrouve très souvent à travers des mesures expérimentales reliant la puissance et le nombre de Weber au diamètre moyen des dispersions produites. Les relations sont généralement de la forme [Peters, 1992] :

$$\frac{D_{32}}{D_{agitateur}} = Constante \times N_p^a \times We^b$$

Équation 1-4

Le diamètre moyen est ici représenté par le diamètre de Sauter (D_{32}). Il correspond par définition au rapport des moments d'ordre trois et deux des distributions de tailles de gouttes $f(D)$:

$$D_{32} = \frac{\int_0^{\infty} D^3 f(D) dD}{\int_0^{\infty} D^2 f(D) dD} \quad \text{Équation 1-5}$$

L'Annexe 1 présente un court retour sur les moments des distributions et leur signification. Cette façon d'exprimer le diamètre moyen procure une représentation de la répartition du volume par rapport à la surface disponible. Les moments étant d'ordre supérieur, ils sont donc très sensibles aux valeurs élevées des diamètres de la distribution par opposition au simple diamètre moyen par exemple.

Dans l'Équation 1-4, la valeur de la constante est déterminée par le type d'agitateur. Les exposants a et b dépendent du système traité. Les nombres de Weber et de puissance sont définis comme :

$$We = \frac{N^2 D_{\text{agitateur}}^3 \rho_c}{\sigma} \quad \text{Équation 1-6}$$

$$N_p = \frac{P}{\rho N^3 D^5}$$

dans lesquels N (s^{-1}) est la vitesse de rotation de l'agitateur et P , la puissance de l'agitateur.

L'utilisation de telles corrélations suppose un régime d'écoulement turbulent.

Pour les mélangeurs statiques, les corrélations ont la même forme [Middleman, 1974 ; Berkman et Calabrese, 1988] mais font intervenir le nombre de Reynolds (Équation 1-7).

$$\frac{D_{32}}{D_h} = \text{Constante} \times Re^a \times We^b \quad \text{Équation 1-7}$$

Le dénominateur de l'expression contient le diamètre hydraulique du mélangeur D_h . Cette notion fait intervenir le rapport entre la section libre pour l'écoulement et le périmètre mouillé par le fluide. L'utilisation du diamètre hydraulique ne s'applique toutefois qu'aux écoulements turbulents et son utilisation n'est pas conseillée en régime laminaire [Bird *et al.*, 1960; Middelman, 1974]. Cet empirisme entraîne une erreur fonction du nombre de Reynolds et de la forme de la section d'écoulement. Des moyens également empiriques existent pour compenser cette erreur [McCabe *et al.*, 1993].

Il va de soi que ce genre de corrélations ne s'appliquent que pour les conditions et les mélangeurs pour lesquelles elles ont été développées : régime turbulent, mélangeur ou agitateur unique, rapports favorables de viscosités entre les phases i.e. une phase dispersée généralement moins visqueuse que la phase continue.

1.3 MÉLANGE EN LIGNE

1.3.1 Mélangeurs à éléments mobiles

La conception originale des mélangeurs en ligne à éléments mobiles s'est d'abord fondée sur la transposition de la cuve à la conduite. Ces agitateurs ne génèrent pas toujours de tête hydrostatique et doivent souvent être doublés de pompes pour produire l'écoulement. Une constante ressort toutefois de leur utilisation : le besoin d'une très petite taille de particules ou de gouttes. En effet, les tailles typiques des applications faisant intervenir ce type d'équipement sont de l'ordre du micromètre. Pour cette raison, on les nomme

broyeurs colloïdaux ou disperseurs. Des exemples de ce type d'appareils combinant généralement un rotor et un stator sont présentés sur la Figure 1-4.

Le principe de fonctionnement est simple [Eduards et Baker, 1992]. Les fluides à mélanger sont amenés au centre d'un rotor pour être projetés à très haute vitesse vers une zone contenant un ou une série d'obstacles (le stator). L'entrefer entre rotor et stator est généralement faible, de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de microns. Certains modèles permettent l'ajustement de l'écartement afin de mieux contrôler le résultat final de la dispersion produite. C'est le cas des combinaisons présentées en a) de la Figure 1-4. Les exemples montrés en b) sont à écartement fixe.

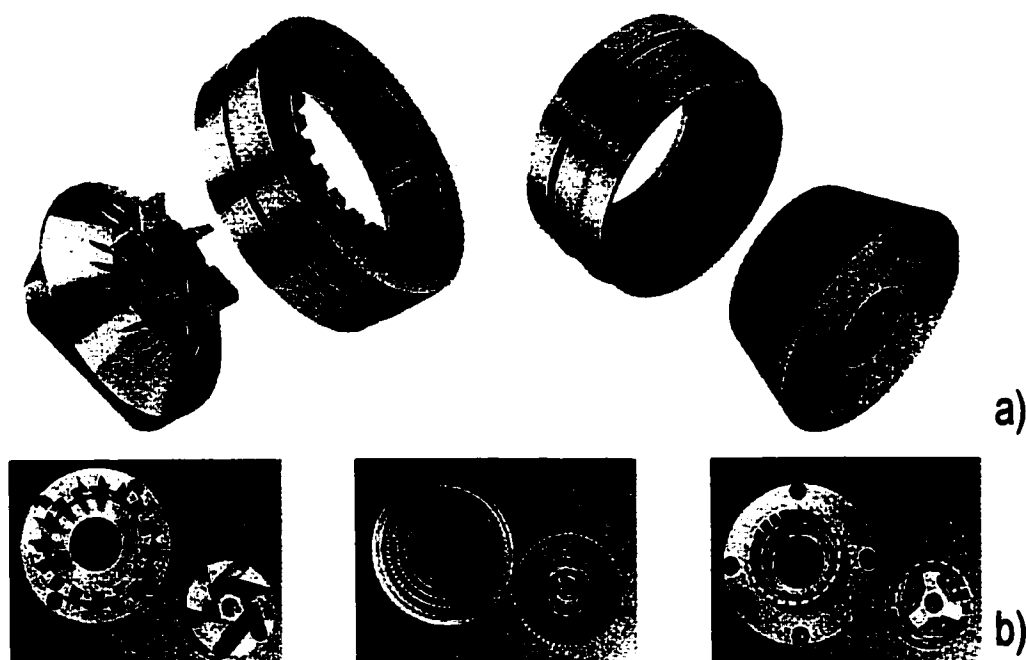


Figure 1-4

Quatre exemples de combinaisons rotor-stator utilisés pour la production d'émulsions et de très fines dispersions de poudres : a) entrefer ajustable [Greenco Inc.] b) entrefer fixe [Kinematica Inc.].

Des vitesses typiques de rotation vont de 2000 à plus de 15 000 tr/min pour certaines applications [Glen Mills Inc., 1998]. Elles sont conditionnées par les vitesses requises en bout de mobile pour mener à la rupture des gouttes ou particules. Ces vitesses peuvent aisément dépasser les 10 m/s créant de très fortes vitesses de cisaillement. Un calcul utilisant ces conditions extrêmes de vitesse $v=10$ m/s et d'espacement $h=10^{-5}$ m procure des valeurs de vitesse de cisaillement de l'ordre de $v/h=10^6$ s⁻¹.

Deux limitations proviennent directement de cette constatation. L'efficacité de l'appareil est premièrement conditionnée par le pré mélange des phases avant l'entrée dans le broyeur. Une mauvaise répartition des deux phases entre elles, une taille moyenne trop grande de la phase dispersée, gêne considérablement son travail et ne permet pas l'atteinte des tailles souhaitées après un seul passage dans le broyeur. Un second passage ou même une boucle de circulation est alors nécessaire. La seconde limitation provient de la viscosité des phases qui doivent permettre un écoulement turbulent. Le principe de fonctionnement étant fondé sur la génération d'un cisaillement élevé, ce fonctionnement seul n'arrive pas à mener à la rupture les particules de la phase dispersée lorsque le régime d'écoulement est laminaire [Grace, 1982]. Un autre type de mélangeur permettant de traiter les fluides à haute viscosité fait l'objet de la section suivante.

1.3.2 Les mélangeurs statiques

Un mélangeur statique, considéré simplement, se ramène à une succession d'obstacles placés dans une conduite et induisant des écoulements complexes lors du passage du ou des fluides. En s'appuyant sur ce principe, tout ce qui coule, sous une forme ou sous une autre, sans égard à sa viscosité, peut être mélangé. On construit le mélangeur en disposant

à la suite les unes des autres des unités simples appelées les « éléments ». Selon sa structure, un élément peut provoquer une gamme plus ou moins large d'effets sur l'écoulement :

- Les trous ou les canaux provoquent des accélérations et des élongations locales contribuant à l'étirement des interfaces.
- Les hélices coupent puis tordent et positionnent l'écoulement.
- Les lamelles obliques coupent et favorisent l'étalement des interfaces.
- La division puis le regroupement des canaux déplacent et répartissent les couches de fluide.

Le mélange résulte de la répétition des effets générés par un élément. La difficulté du mélange à accomplir conditionne ainsi le nombre d'éléments à utiliser. Conséquemment, la notion de longueur de mélangeur tient une place de premier plan pour les concepteurs [Sulzer, 1991]. Lorsque la viscosité des fluides à mélanger devient grande, seules les transformations énumérées plus haut peuvent provoquer ou induire le mélange, l'uniformisation. Le paragraphe suivant présente les généralités sur le fonctionnement des mélangeurs.

1.3.2.1 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement des mélangeurs statiques constitue une révolution dans les procédés de mélange. La perte de charge, en supplément de celle normalement requise pour l'écoulement dans une conduite vide, fournit l'énergie indispensable aux besoins du mélange. L'écoulement seul suffit au mélange en contournant les obstacles à répétition

imposés par le mélangeur, les pièces de ce dernier étant fixes. Pour un écoulement en régime laminaire, l'efficacité du mélangeur est souvent considérée indépendante du débit. Cette particularité lui procure ainsi une flexibilité accrue.

De nos jours, l'étude des phénomènes fondamentaux régissant le mélange et la dispersion constituent des domaines de recherche importants. Aux études purement expérimentales et souvent de nature fondamentale sur les mécanismes de réduction de taille se sont ajoutées les études utilisant la simulation numérique. Après avoir été largement à la mode au milieu et à la fin des années 80, les recherches sur les mélangeurs statiques n'occupent plus une aussi large place dans les préoccupations actuelles. Les domaines de temps de résidence, mélange distributif et dispersion de fluides peu visqueux, newtoniens, en régime turbulent ont été relativement bien couverts. Toutefois, les connaissances acquises lors de ces années arrivent à leur limite d'utilisation, spécialement pour les fluides à rhéologie complexe. De nouveaux efforts doivent donc être mis en œuvre.

Sous forme schématisée, la Figure 1-5 présente quelques-uns des effets rencontrés dans un élément de mélange [Meijer et Janssen, 1994]. On nomme souvent cette opération « la transformation du boulanger ». Elle reproduit en effet les opérations effectuées par le pâtissier lors de la préparation de la pâte feuilletée. Ces opérations sous-entendent que le fluide subissant ces transformations est très visqueux et que l'écoulement se fait en régime laminaire. De l'amas de pâte initial, il l'abaisse (étirement), la replie en sections distinctes (sectionnement) et empile les parties en plusieurs couches pour revenir à un amas qui sera maintenant composé des parties superposées. En répétant cette opération, le nombre de couches dans la pâte « N » croît de façon géométrique et répond à l'équation $N = 2^i$, 3^i ou

4^i suivant que le boulanger la replie en deux ou en quatre. Ici, « i » représente le nombre de fois que le pâtissier effectue la séquence des opérations.

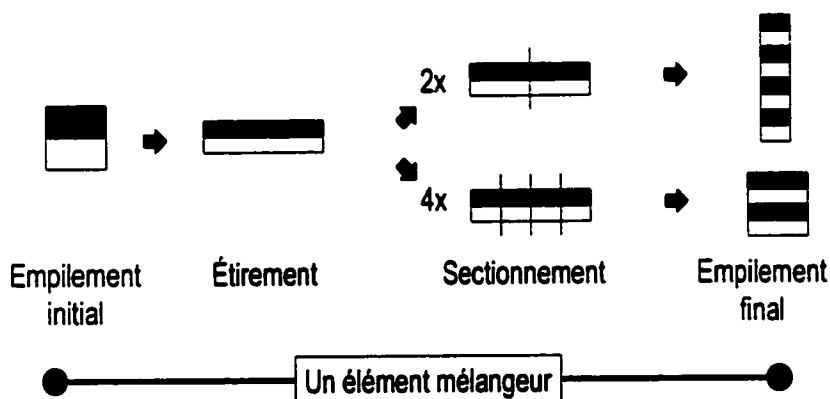


Figure 1-5 Illustration du fonctionnement d'un mélangeur statique en parallèle avec la transformation du boulanger.

Les différents mélangeurs statiques, de la même façon, entraînent une croissance du nombre de couches de fluide se rapprochant de 2^n , 3^n ou 4^n en fonction de leur conception respective. Ici, « n » correspond au nombre d'éléments composant le mélangeur. La base 2, 3 ou 4 sera imposée par la structure même de l'élément mélangeur. Pour fixer les idées, un mélangeur composé de six éléments et dont la structure permet une croissance du nombre de couches de fluide suivant 4^n aura créé 4^6 soit plus de 4000 couches de fluide superposées à sa sortie. Il faut toutefois garder en mémoire le défi que représente la conception d'une géométrie de mélangeur procurant une telle performance. En effet, si séparer l'écoulement en plusieurs parties se révèle trivial, positionner les couches correctement et efficacement une fois cette séparation effectuée représente le défi à relever. De plus, une intervention aussi importante dans l'écoulement a un prix et ce

prix, dans un mélangeur statique, s'évalue en excès de perte de charge par rapport à la conduite vide.

Les mélangeurs, dans la réalisation de la transformation du pâtissier ou des autres opérations de mélange énumérées plus haut, démontrent une efficacité variable. La mesure de cette efficacité constitue aussi un défi de taille en raison de la très grande diversité des opérations possibles et des critères devant convenir à chacune de ces opérations en particulier [Grosz-Röll, 1980]. Il existe donc un grand nombre de critères, souvent arbitraires, qui sont développés pour répondre aux besoins spécifiques du procédé impliqué ou du but visé par l'opération de mélange.

Un second défi se trouve caché à l'intérieur de la mesure de cette efficacité du mélangeur : la mesure de la qualité du mélange final. Le niveau de mélange requis est relié à la satisfaction de l'utilisateur et cette satisfaction sera variable suivant les conditions, le temps, le lieu, l'industrie et les individus. Pour ce second critère, encore une fois, il existe de nombreuses méthodes, toutes applicables mais pratiquement jamais généralisables [Heywood et al, 1984]. La mesure fiable, reproductible et surtout satisfaisante pour une large gamme d'opérations et de procédés reste donc un domaine ouvert à la recherche.

1.3.2.2 Quelques types de mélangeurs

Le nombre de mélangeurs statiques commerciaux s'est largement accru au cours des dernières années. Au milieu des années 80, on recensait environ trente-cinq mélangeurs commercialisés [Mutsaers et al., 1986]. Quelques centaines de brevets reposaient aussi dans les fichiers du bureau canadien des brevets. Une simple recherche sur Internet permet

aujourd'hui d'identifier plusieurs dizaines de mélangeurs commercialisés et le nombre de brevets déposés dépasse largement le millier. Cependant, les mélangeurs les plus répandus aujourd'hui sont apparus il y a plus de dix ans [Godfrey, 1992].

Un mélangeur plus que les autres accapare les applications de mélange depuis leurs débuts. Il s'agit du Kenics Mixer de Chemineer dont deux éléments sont représentés à la Figure 1-6. Pionnier du mélange statique, il est aujourd'hui copié, modifié et reproduit sous toutes sortes de variantes. En recherche, il est de loin le mélangeur le plus étudié et surtout celui dont les performances sont les mieux connues en raison des nombreuses publications à son sujet. Il sert ici d'illustration pour le fonctionnement d'un mélangeur.

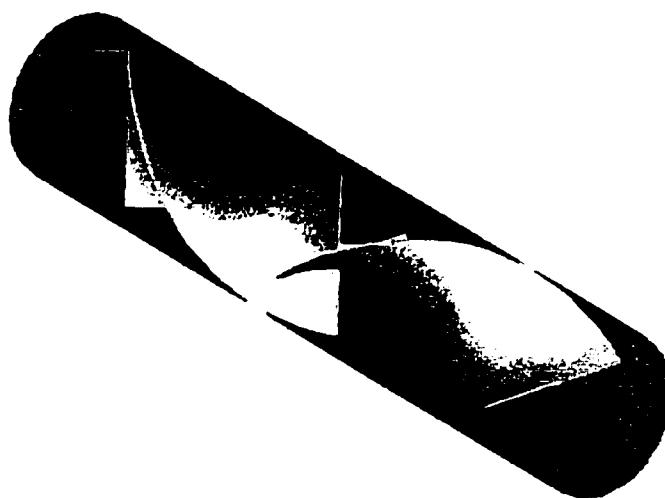


Figure 1-6 Deux éléments mélangeurs Kenics Mixer de Chemineer dans une conduite.

Cette présence aussi répandue provient de la facilité avec laquelle on peut se le procurer. Son prix est relativement bas par rapport à ses concurrents. La simplicité de sa conception le rend apte à la reproduction dans une gamme très large de matériaux allant du PVC et du polyéthylène jusqu'aux aciers inoxydables et alliages coûteux. De plus, l'usinage d'un

élément étant simple, il peut être aisément reproduit dans un atelier normalement équipé. Enfin, il est possible d'obtenir une solution analytique proche de l'écoulement réel en faisant quelques hypothèses raisonnables [Nigam et Nauman, 1985].

La Figure 1-7 illustre le fonctionnement du mélangeur à l'aide de cinq coupes perpendiculaires à l'écoulement. Elles sont respectivement positionnées avant le mélangeur, à l'entrée, au milieu, à la sortie de l'élément et une fois de retour dans la conduite vide. Quatre particules fictives ($\lambda, \cdot, H, \sigma$) servent de repères et sont volontairement disposées à la périphérie d'un cercle sur lequel la valeur de la vitesse est constante («Avant» sur la figure).

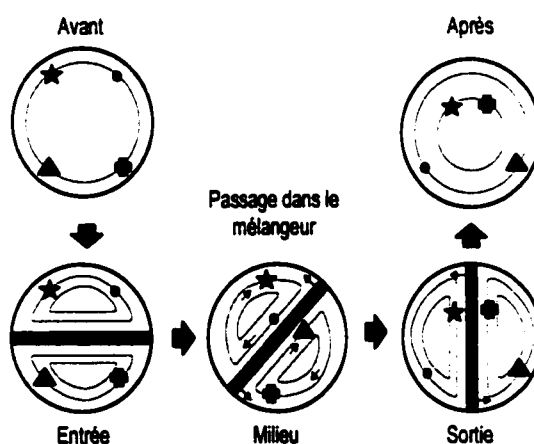


Figure 1-7 Fonctionnement du mélangeur Kenics Mixer.

La paroi de l'hélice formant le mélangeur (zone ombrée) sectionne d'abord l'écoulement en deux parties égales, forçant chaque moitié dans un canal séparé « Entrée ». Tout comme si cette hélice tournait, l'avancement dans le mélangeur produit une rotation engendrant des écoulements perpendiculaires illustrés par les particules repères « Milieu ». Une fois le passage dans l'élément complété, chaque moitié a subi une torsion qui place

les particules repères à des positions différentes dans l'écoulement illustré par « Sortie » et « Après » sur la figure. Le mélangeur montré ici possède un angle de rotation de 90 degrés entre l'entrée et la sortie. Les mélangeurs utilisés commercialement peuvent avoir une rotation allant de 60 à plus de 180 degrés en fonction des applications.

Particularité importante du mélangeur, la fraction de l'écoulement initialement près de la paroi extérieure du tube se retrouve au centre de la conduite à la sortie du mélangeur. Cette propriété des mélangeurs statiques à modifier la position radiale des couches qu'ils produisent est sûrement l'un de leurs avantages majeurs vis-à-vis de leurs concurrents à pièces mobiles. Plusieurs propriétés intéressantes en découlent dont la nature piston de l'écoulement et l'uniformité sur la section en température, en concentration, en temps de séjour, ... On emploie ici « tendance piston » plutôt que piston seul car un écoulement piston pur n'offrirait aucun avantage. C'est plutôt la transformation de l'écoulement dans la conduite vide vers celui du mélangeur qui engendre tous ces effets favorables.

Lors du passage à l'élément suivant, le processus illustré par la Figure 1-7 recommence. La division de l'écoulement en deux parties à chaque élément entraîne une progression du nombre de couches ou de lamelles de fluide proche de 2^n . Paradoxalement, bien que ce mélangeur soit parmi les plus répandus pour la dispersion de fluides, il n'a pas la réputation d'engendrer d'écoulement avec élancement. On sait que ce type de déformation est pourtant indispensable à la réduction de taille [Taylor, 1934; Hinze, 1955].

Le mélangeur LPD (LOW PRESSURE DROP) de Charles Ross and Son entraîne le même type de progression du nombre de couches que le mélangeur de Chemineer. Toutefois, sa géométrie est radicalement différente puisqu'un élément de mélange se

compose de deux lamelles semi-elliptiques obliques croisées à 90° sur toute la largeur de la conduite (Figure 1-8). L'utilisation du LPD se fait surtout en régime turbulent. Une de ses plus larges applications réside dans l'amélioration du transfert de chaleur dans les échangeurs tubulaires.

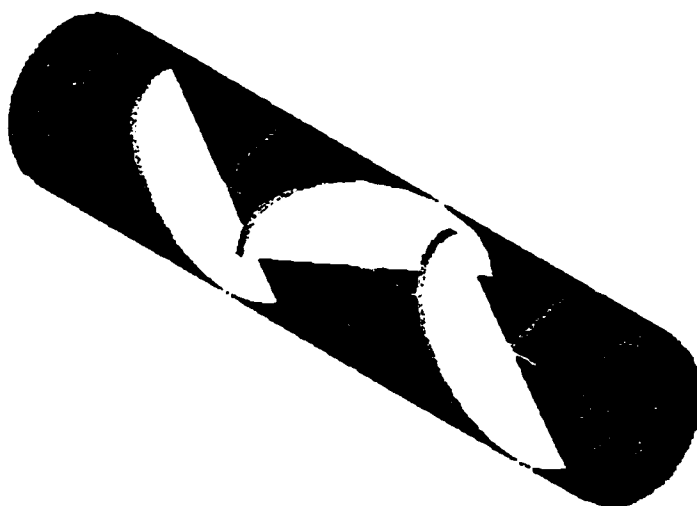


Figure 1-8 Trois éléments mélangeurs Low Pressure Drop (LPD) de Charles Ross and Son.

Le mélangeur ISG (INTERFACIAL SURFACE GENERATOR) du même constructeur constitue un mélangeur représentatif de géométrie employée pour les fluides à viscosité très élevée. Un exemple présentant deux unités est montré à la Figure 1-9. Pour mieux illustrer son fonctionnement, on a mis en évidence les canaux qu'empruntent le ou les fluides et rendu transparente la matière composant le mélangeur. Ici, quatre canaux servent à la fois à étirer le fluide, à le segmenter et à le positionner différemment. Suivant cette façon de procéder, le nombre de couches de fluide est multiplié par 4 à chaque élément entraînant une progression suivant approximativement 4^n . Une cavité permet la

transition d'un élément à l'autre. On conçoit aisément qu'une telle organisation de la structure entraîne une perte de charge importante d'autant plus que les applications de ce mélangeur concernent typiquement les fluides très visqueux.

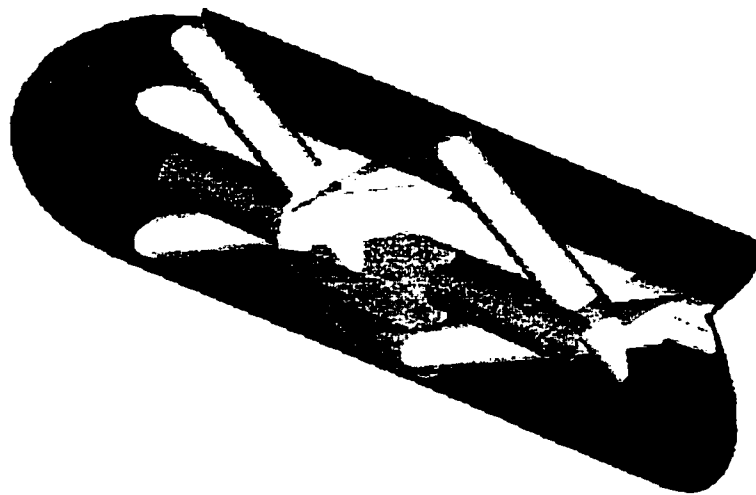


Figure 1-9 Deux éléments mélangeurs Interfacial Surface Generator (ISG) de Charles Ross and Son.

Le mélangeur SMX de Sulzer est probablement le mélangeur ayant la structure la plus complexe parmi les mélangeurs statiques commerciaux largement répandus. La Figure 1-10 illustre comment on construit la forme de base à reproduire pour composer sa structure. Dans une plaque mince semi-elliptique, sept coupes sont effectuées du rayon extérieur vers la ligne formant la base de la demi-ellipse (A). Les coupes ne sont pas complètes pour conserver l'unité entre les lamelles ainsi découpées. Une fois séparées en les écartant, il en résulte deux séries de quatre lamelles parallèles, dont l'une forme l'image miroir de l'autre (B). Une fois positionnées à 90 degrés, les deux séries forment une sorte

de peigne pour constituer la forme de base (C) qu'il suffit de répéter pour obtenir un élément complet.

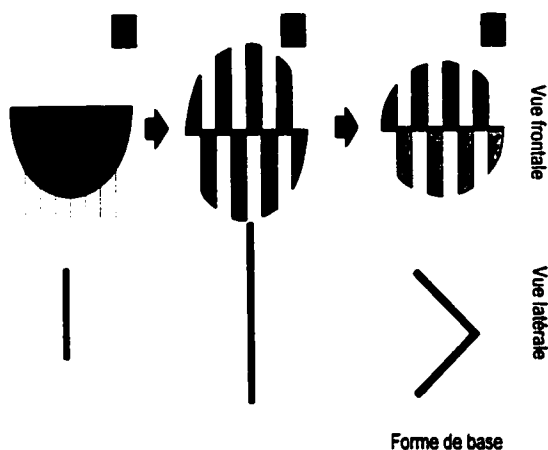
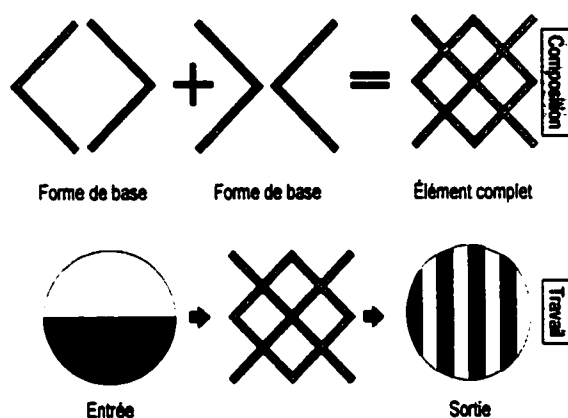


Figure 1-10 Composition de la forme de base pour un élément Sulzer SMX.

La Figure 1-11 illustre l'utilisation de formes de base pour engendrer un élément. Quatre de ces formes sont nécessaires à sa composition. La partie supérieure de la figure illustre la façon de les disposer. Sur la même figure, on montre le travail du mélangeur en illustrant le résultat du passage d'un fluide dans l'élément SMX. On suppose un fluide coloré différemment suivant sa position d'entrée dans le mélangeur. La couleur est prise comme la seule variation sur la section d'entrée, toutes les autres propriétés du fluide étant considérées uniformes. Il est ainsi clair que le nombre de couches de fluide à la sortie est quatre fois plus grande qu'à l'entrée du mélangeur. On peut aussi voir que le travail s'effectue dans l'axe haut - bas et que rien ne s'est produit latéralement.

Le résultat de sortie de la Figure 1-11 démontre l'importance de placer les éléments mélangeurs successifs à 90 degrés les uns des autres. En effet, les couches verticales obtenues après le premier élément ne seraient plus divisées si l'élément suivant ne

subissait pas de rotation. Avec un angle droit entre les éléments, on maximise l'effet de mélange offert par chacun car le sectionnement et l'empilement des couches de fluide se font suivant l'axe haut - bas de l'élément.



Finalement, la montre deux éléments SMX disposés dans une conduite et ayant subi une

Figure 1-11 Composition d'un élément SMX et illustration de son fonctionnement.
rotation de 90° l'un par rapport à l'autre. Cette disposition des éléments correspond à la façon de faire suggérée par le fabricant.

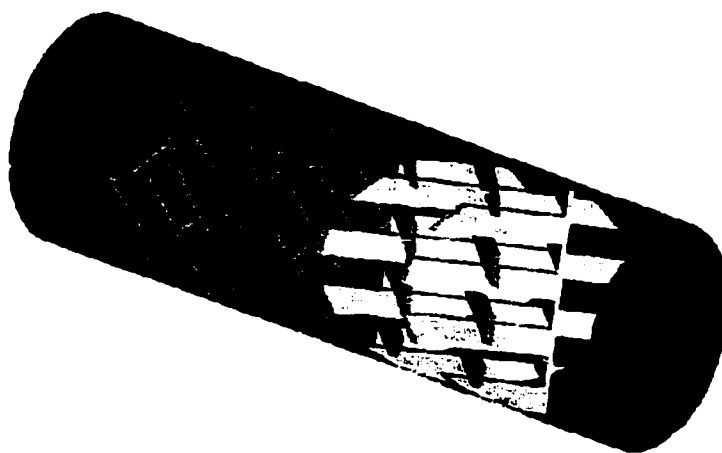


Figure 1-12

Deux éléments de mélange Sulzer SMX dans une conduite.

1.4 BILAN ET OBJECTIF GÉNÉRAL

Les opérations de mélange constituent l'opération unitaire la plus répandue en génie des procédés. Cette étendue implique nécessairement une flexibilité des appareils de mélange qui doivent répondre à des sollicitations de plus en plus nombreuses impliquant des contraintes variées. Les mélangeurs évoluent donc, eux aussi, en complexité et en diversité. Les mélangeurs statiques constituent une gamme d'outils conçus pour répondre à ces besoins grandissants. Toutefois, les contraintes modernes de temps réduit, de productivité et de performance poussent encore plus l'industrie et les fabricants vers la conception de mélangeurs de plus en plus spécifiques. Le mélangeur SMX, en raison de sa structure particulière, est très bien adapté à des situations de mélange difficile. Si des études fondamentales sur les principes régissant le mélange et les mécanismes de dispersion sont indispensables à la compréhension fine des phénomènes en cause, des études de nature plus globale peuvent apporter de l'information utile et prête à être utilisée [Villemaux, 1991].

Les mélangeurs évoluent avec les applications. Toutefois, suivant ce qui vient d'être présenté, ce sont les mélangeurs les plus anciens qui restent encore les plus répandus. Les conditions de procédés sont par contre de plus en plus exigeantes et surtout, de moins en moins connues. Par exemple, pour maximiser les rendements, les conditions d'opération sont souvent poussées à la limite acceptable par les équipements. Cette remarque est aussi vraie pour des températures, des fractions volumiques en dispersion de liquides ou des teneurs en solides pour des suspensions. Le résultat se fait sentir sur les viscosités de plus en plus élevées et présentant un comportement complexifié. Ainsi, les conditions

d'écoulement et la rhéologie des produits deviennent par la même occasion des inconnues. Les moyens les plus avancés doivent donc être mis en œuvre pour arriver à comprendre les phénomènes impliqués. Ainsi, on peut mieux expliquer les raisons de la meilleure performance ou de la défaillance d'un type de mélangeur dans certaines conditions.

Les moyens actuels de simulation en trois dimensions donnent accès à la connaissance des écoulements de façon fiable. Les géométries les plus complexes utilisées actuellement peuvent être simulées et inspectées dans leurs moindres détails [Rauine et al., 1998]. Les résultats de simulations donnent accès à l'information locale, virtuellement impossible à obtenir expérimentalement (vitesses de cisaillement, dissipation visqueuse, élongation, ...). Ils permettent aussi de prendre en compte la rhéologie particulière propre aux dispersions ou suspensions concentrées.

C'est dans ce contexte que s'inscrit notre étude. L'objectif général de notre travail est de fournir les informations nécessaires à la compréhension des phénomènes de dispersion dans un mélangeur de type Sulzer SMX. Des outils numériques de simulation en trois dimensions et des moyens expérimentaux seront mis en œuvre pour apporter toute l'information nécessaire.

Afin de bien poser les bases de la recherche, le chapitre qui suit propose une revue des travaux reliés à la dispersion et aux applications qui nous intéressent. On y retrouve aussi des informations sur les mélangeurs statiques dans ces situations.

CHAPITRE 2

REVUE DE LA LITTÉRATURE

Ce chapitre rassemble les résultats publiés pertinents à notre étude. La première section présente les résultats de perte de charge dans les mélangeurs statiques en mettant l'accent sur les mélangeurs Kenics et SMX. La section est divisée en deux parties dont la première traite des résultats avec une seule phase et la seconde avec deux phases, indépendamment du régime d'écoulement. Par la suite, les phénomènes menant à la rupture d'une goutte seront présentés en guise d'introduction aux résultats de dispersion dans les mélangeurs statiques. Une section sur les méthodes de mesures de tailles vient compléter celle sur la dispersion. Enfin, la dernière partie du chapitre est consacrée aux méthodes de caractérisation de la géométrie des mélangeurs, leur capacité de mélange et de dispersion. Les résultats de simulations pertinents à chacun de ces sujets seront présentés en parallèle.

2.1 PERTE DE CHARGE DANS LES MÉLANGEURS

Nous avons vu au Chapitre 1 que les mélangeurs statiques exigent une perte de charge supplémentaire à celle de l'écoulement dans une conduite vide. Pour les concepteurs ou les futurs utilisateurs, il est donc capital de pouvoir évaluer cet excès de perte de charge correctement. La section qui suit présente les résultats obtenus avec une seule phase liquide. La section suivante détaille les travaux sur la perte de charge avec deux phases. Cette dernière est nettement moins bien documentée.

2.1.1 Écoulements à une phase liquide

La perte de charge dans les mélangeurs statiques est souvent exprimée par rapport à la perte de charge dans une conduite vide :

$$Z = \frac{\Delta P_{MS}}{\Delta P_i} \quad \text{Équation 2-1}$$

On retrouve des valeurs de Z compilées pour plusieurs mélangeurs [Godfrey 1992]. Ces valeurs ne sont toutefois valables que pour des fluides newtoniens. On peut aussi exprimer la perte de charge à travers le nombre de Newton, Ne , ou coefficient de frottement f :

$$Ne = 2f = \Delta P \frac{D}{L} \frac{1}{\rho v^2} \quad \text{Équation 2-2}$$

Une troisième façon de faire, applicable au régime laminaire, consiste à exprimer la perte de charge en se basant sur la valeur constante du produit de Re et Ne qui devient, par analogie avec l'agitation mécanique dans une cuve :

$$K_p = N_p * Re = Ne * Re \quad \text{Équation 2-3}$$

Ici, N_p est le nombre de puissance du système et contient la puissance nécessaire à l'agitation elle-même reliée au couple sur l'arbre de l'agitateur. Le nombre s'écrit :

$$N_p = \frac{2\pi NT}{\rho N^3 D_{agitateur}^5} \quad \text{Équation 2-4}$$

Dans cette expression, N est la vitesse de rotation de l'agitateur (tours/s) et T , le couple mesuré sur l'arbre. Par analogie, le nombre Ne contient la puissance nécessaire au mélange, puissance reliée à la perte de charge par un bilan macroscopique d'énergie. On exprime la puissance totale dissipée dans un mélangeur P_T :

$$P_T = \Delta P * Q \quad \text{Équation 2-5}$$

Les valeurs trouvées dans la littérature pour des conditions d'écoulement laminaire sont présentées aux deux tableaux suivants [adapté de *Rauline et al. 1998*]. Le Tableau 2-1 présente les valeurs de K_f pour le mélangeur Kenics et le Tableau 2-2 pour le SMX.

Parmi les résultats fournis pour le mélangeur Kenics, la valeur de L_m/D_i correspond au rapport de la longueur d'un élément sur le diamètre de la conduite dans lequel il est inséré. C'est le rapport ayant le plus d'influence sur la perte de charge pour ce type de mélangeur avec l'angle et le pas de rotation des lamelles. Ces deux derniers critères sont toutefois rarement fournis.

Le nombre de Reynolds généralisé fait intervenir la fraction de vide du mélangeur ε et permet l'ajustement de la vitesse moyenne pour tenir compte de l'accélération provoquée par la présence de la structure de l'élément dans la conduite. Cet ajout n'est toutefois pas suffisant pour tenir compte de toutes les variantes possibles dans les dimensions des mélangeurs.

$$Re_\varepsilon = \frac{D_i v \rho}{\eta(\dot{\gamma}) \varepsilon} \quad \text{Équation 2-6}$$

Selon Rauline [*Rauline et al. 1998*], la variabilité des résultats de perte de charge provient des différences entre les caractéristiques géométriques des divers mélangeurs. On mentionne généralement le rapport L_m/D_i pour un élément Kenics mais l'angle de rotation ou l'épaisseur des lamelles restent souvent inconnus. De même, pour un mélangeur SMX, l'épaisseur et le nombre des lamelles n'est que rarement donné.

Tableau 2-1 Valeurs de K_p trouvées dans la littérature pour le calcul de la perte de charge dans un mélangeur Kenics.

Auteur (s)	Présentation originale	L_M/D_t	K_p	Note
Chemineer	$Z = 5,32$	1,5	170	
Bor 1971	$Z = 4,86 + 0,68 Re^{0,5}$	1,5	156	
Wilkinson et Cliff 1977	$C_f = 460/Re + 2$	-	230	$Re = \frac{D^* v^{1-n} \rho}{k \left(\frac{(3n+1)}{4n} \right)^{n-1}}$
Allocca 1982	$NeRe = 220$	-	220	
Genetti 1982	$\frac{f_{MS}}{f} = \left(\frac{1}{(1 + 84 D_t/L_M)} \right) 2.03 Re^{3/8} \varepsilon^2$	2	160	$10 < Re < 1000$ ($Re=10$) $\varepsilon=0,91$
Pahl et Muschelknautz 1982	$Z = 7,0$	-	224	
Sir et Lecjaks 1982	$Z = 5,34 + 0,0211 Re$	2	171	
Heywood et al. 1984	$Z = 6,87$	1,5	220	
	$Z = 8,14$	1,5	260	
Novák et al. 1985	$4f = 548/Re$	1,76	274	
Cybulski et Werner 1986	$Z = 5,1 + 0,714 Re^{0,5}$	1,5	163	
	$Z = 7,2 + Re/32$	1,5	230	
	$Z = 5,4 + 0,28 Re$	1,36	173	
Lecjaks et al. 1987	$4f = \left(213,5 + 224 \frac{D_t}{L_M} \right) / Re + 4,775 \frac{D_t}{L_M} - 0,549$	$2 < L/D < 5$	163-130	
Kabitz 1990	$4f = 281/Re$	-	140	$\eta(\dot{\gamma}) = k \left(8 \frac{v}{D_t \varepsilon} \right)^{n-1}$
Shah et Kale 1991	$f/2 = \frac{64n}{Re_t} + \frac{3,68n}{(n+1)Re_t^{\left(\frac{1,36n}{n+1} \right)}}$	1,5	142	$\varepsilon = 0,9$
Joshi et al. 1995	$Z = (7,41 + 1,04 Re^{0,5}) (L_M/D_t)^{-1,04}$	$1,5 < L/D < 2,5$	90-155	

Tableau 2-2 Valeurs de K_p trouvées dans la littérature pour le calcul de la perte de charge dans un mélangeur SMX.

Auteur (s)	Présentation originale	K_p	
Sulzer	$NeRe = 1200$ (Valeur générale)	1200	
	$NeRe = 1110$ (SMX de cette étude)	1110	
Streiff 1979	$Ne_h Re_h = 190$	760	
	$Ne_h Re_h = 126$	504	
Allocca 1982	$NeRe = 1237$	1237	
Pahl et Muschelknautz 1982	$Z = 10 - 60$	320-1920	
Cybulski et Werner 1986	$4f = 3800/Re$	1900	
	$4f = 2400/Re$	1200	
Streiff 1986	$Z = 38,7$	1240	
Kablitz 1990	$4f = 1893/Re$	947	
Shah et Kale 1991	$f/2 = 350n/Re_s + 10,3n/(n+1)Re_s^{(2,32n/(n+3))}$	805	$\varepsilon = 0,87$ $\eta(\dot{\gamma}) = k \dot{\gamma} ^{n-}$
Li et al. 1996 Fasol 1995	$f/2 = 184/Re_s$	876	$\varepsilon = 0,84$ $\eta(\dot{\gamma}) = \eta(\dot{\gamma}_p)$

Les travaux de Fasol [Fasol 1995] sont les seuls permettant le calcul de la perte de charge dans un mélangeur SMX alors que les fluides sont non newtoniens et ce, peu importe le modèle permettant de représenter la viscosité. Le calcul du nombre de Reynolds se fait alors avec la viscosité obtenue pour une vitesse de cisaillement à la paroi. Suivant la complexité du modèle rhéologique utilisé, cette vitesse de cisaillement pariétale est calculée analytiquement ou par méthode numérique. Le modèle du comportement rhéologique du fluide représentant la valeur de la viscosité en fonction de la vitesse de cisaillement doit donc être connu.

Fasol rapporte aussi une méthode permettant de calculer une viscosité lorsque les fluides sont non newtoniens. Le calcul se base sur une vitesse de cisaillement caractéristique dans le mélangeur SMX et s'exprime par [Grosz-Röll 1978] :

$$\dot{\gamma}_{car} = 2\sqrt{2}\pi \frac{u}{\varepsilon D_h} \quad \text{Équation 2-7}$$

Nous verrons plus loin l'analogie de cette méthode avec le calcul d'une constante représentative de la géométrie du mélangeur. Cette constante permet le calcul d'une vitesse de cisaillement caractéristique pour n'importe quelles conditions et permet le calcul de la viscosité avec n'importe quelle relation viscosité - vitesse de cisaillement. Une fois la viscosité connue, il est alors possible de calculer un nombre de Reynolds et une perte de charge.

2.1.2 Écoulements diphasiques

Le calcul de la perte de charge dans les situations d'écoulements diphasiques est moins bien documenté que celui pour une seule phase. Le travail de Lockart et Martinelli [Lockhart et Martinelli, 1949] sert généralement de référence pour les écoulements à deux phases s'écoulant dans la même direction à l'intérieur d'une conduite rectiligne. On calcule la perte de charge de l'écoulement diphasique par rapport à celle obtenue avec une seule phase et en introduisant un facteur de correction approprié :

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{GL} = \phi_L^2 \left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_L = \phi_G^2 \left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_G \quad \text{Équation 2-8}$$

Les paramètres ϕ_L et ϕ_G sont fonction d'une variable adimensionnelle X^2 . Cette variable est elle-même fonction du nombre de Reynolds, du rapport des débits, des masses volumiques et des viscosités. Lockhart et Martinelli démontrent aussi que cette variable X^2

correspond au rapport des pertes de charge obtenues si chacun des fluides s'écoulait seul dans la conduite :

$$X^2 = \frac{\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_L}{\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_G} \quad \text{Équation 2-9}$$

La variable X^2 a pu être mise en corrélation sous la forme [Chisholm, 1967] :

$$\phi_L^2 = 1 + \frac{C_1}{X} + \frac{1}{X^2} \quad \text{Équation 2-10}$$

La valeur de la constante C_1 dépend du régime d'écoulement pour chacune des phases. Une valeur de 20 peut être utilisée pour un écoulement turbulent-turbulent, 12 pour laminaire-turbulent et 5 pour un écoulement laminaire-laminaire. Ces valeurs peuvent être utilisées uniquement pour le calcul de la perte de charge dans une conduite.

Pour des sections d'écoulement non régulières, une étude comparative a mis en relief les forces et les faiblesses de cinq méthodes de calcul de la perte de charge avec des écoulements diphasiques [Bao et al, 1994]. Les auteurs ont démontré que la méthode mise au point par Lockhart et Martinelli est la plus efficace et surtout la plus simple lorsque le régime d'écoulement est laminaire avec des phases gazeuse et liquide. Par contre, elle génère des erreurs très importantes si on l'utilise pour des écoulements impliquant deux liquides.

Dans ce dernier cas d'écoulement laminaire diphasique liquide - liquide, Bao et al recommandent plutôt l'utilisation de la corrélation de Beattie mise au point pour une conduite [Beattie et Whalley 1982]. Quoique moins facile d'emploi que la relation de Lockhart-Martinelli, la comparaison montre qu'elle fournit des valeurs comparables avec

des écoulements gaz - liquide. La méthode se base sur le calcul de pseudo masse volumique et pseudo viscosité pour le mélange :

$$\rho_{2Phases} = \frac{\rho_1 \rho_2}{x_2 \rho_1 + (1 - x_2) \rho_2} \quad \text{Équation 2-11}$$

$$\eta_{2Phases} = \eta_1 (1 - \beta) (1 + 2,5\beta) + \eta_2 \beta \quad \text{Équation 2-12}$$

Ici, l'indice 1 se rapporte à la phase la plus lourde et 2 à la phase légère. Selon cette convention, x_2 est la fraction massique de la phase légère et β :

$$\beta = x_2 \frac{\rho_{2Phases}}{\rho_2} \quad \text{Équation 2-13}$$

Pour obtenir des valeurs correctes de perte de charge, il faut toutefois utiliser l'expression adéquate du coefficient de frottement. Le régime d'écoulement détermine l'expression à employer pour une conduite [Bao et al. 1994] :

Laminaire ($Re_{2Phases} < 1000$) :

$$f = \frac{16}{Re} \quad \text{Équation 2-14}$$

Turbulent ($Re_{2Phases} > 1000$) :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 3,48 - 4,0 \log \left(\frac{9,35}{Re_{2Phases} \sqrt{f}} \right) \quad \text{Équation 2-15}$$

Dans les mélangeurs statiques, la façon de faire de Lockhart et Martinelli a été reprise. Streiff affirme que la méthode est applicable aux mélangeurs Sulzer [Streiff, 1977]. Il n'existe toutefois pas de données publiées par ce fabricant. La Figure 2-1 montre l'évolution du facteur ϕ_L en fonction de la variable X pour le mélangeur SMX [adapté de Chandra et Kale, 1995; Shah et Kale, 1992]. La corrélation pour les fluides non newtoniens

présente la constante C_1 de l'Équation 2-10 en fonction de l'indice d'écoulement n avec $C_2=6,8$ pour un Kenics et 5,7 pour un SMX.

$$C_1 = \frac{C_2 n}{n + 1}$$

Équation 2-16

Tableau 2-3 Évolution de la constante C_1 de l'Équation 2-16 suivant la valeur de l'indice d'écoulement n .

n	Kenics	SMX
0,5	2,3	1,9
0,6	2,6	2,1
0,7	2,8	2,3
0,8	3,0	2,5
0,9	3,2	2,7
1	3,4	2,9

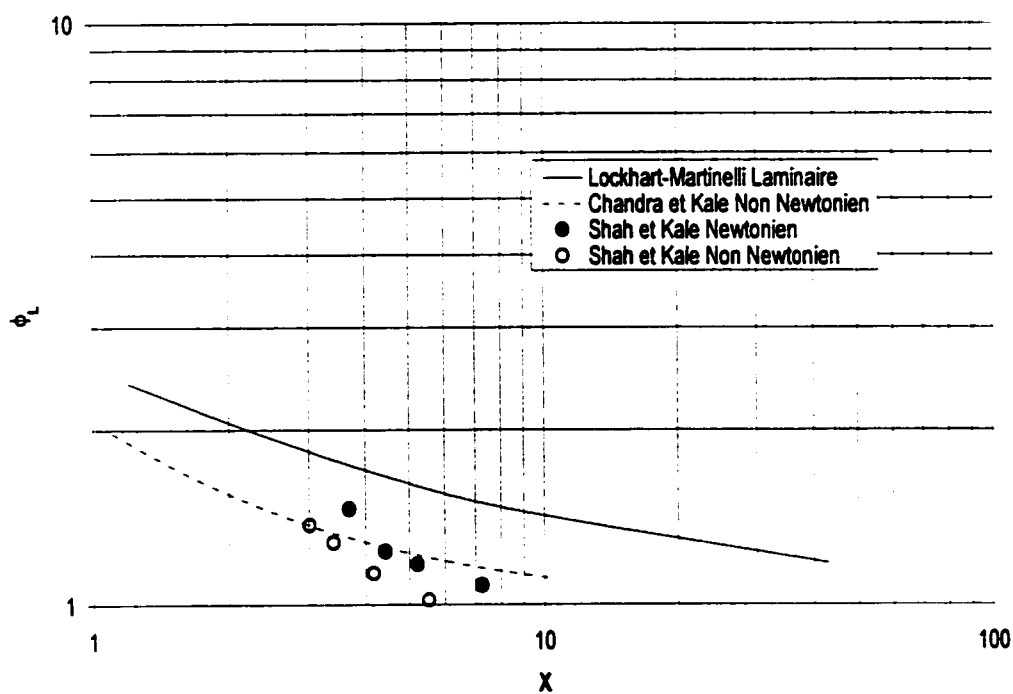


Figure 2-1 Évolution du facteur ϕ_L en fonction de la variable X pour le mélangeur SMX et le tube vide.

Dans le but d'évaluer les conséquences d'une rhéologie non newtonienne, la Figure 2-2 illustre l'effet de la variation de C_i sur ϕ_L à travers le rapport des valeurs obtenues avec $n=1,0$ et $n=0,5$ pour les mélangeurs Kenics et SMX. La plage des valeurs de X utilisée correspond à celle présentée par Lockhart et Martinelli dans leurs travaux. Le rapport maximum est obtenu à $X=1$ et montre une valeur près de 1,12. L'effet de n est donc faible entraînant une variation maximale de 12% sur ϕ_L entre $n=1,0$ et $n=0,5$. Étant donnée la précision de la méthode telle que mise en évidence par Bao [Bao *et al.* 1994], cet écart ne semble pas significatif et l'effet de n peut être négligé lors de l'utilisation de la méthode proposée par Lockhart et Martinelli.

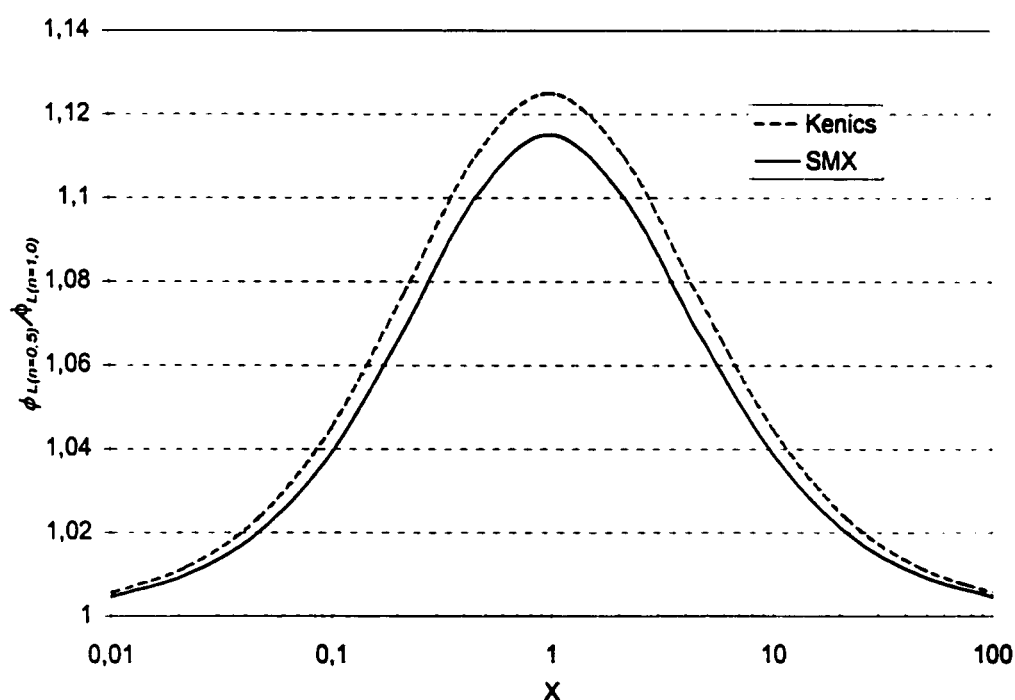


Figure 2-2 Évolution du rapport $\phi_L(n=0,5)/\phi_L(n=1,0)$.

À ce sujet, Bao démontre que le rapport entre la perte de charge expérimentale et celle calculée avec la méthode varie entre 0,6 et 1,6. La valeur moyenne est toutefois très près de 1,0. La variance des résultats est donc élevée. En conséquence, la valeur de la constante C_1 dans l'Équation 2-16 peut être considérée indépendante de l'indice d'écoulement n . Les valeurs 3,4 et 2,9 de la constante C_1 présentées au Tableau 2-3 et obtenues respectivement pour les mélangeurs Kenics et SMX peuvent ainsi être utilisées sans autres corrections.

2.1.3 Bilan sur le calcul de la perte de charge

Le calcul et la prédiction de la perte de charge dans un mélangeur statique ne pose pas de problème particulier lorsque l'écoulement n'est composé que d'une seule phase. Pour les mélangeurs SMX, il existe une corrélation qui permet de traiter les cas de fluides non newtoniens [Li *et al* 1997]. Le calcul d'une vitesse de cisaillement caractéristique, de la même façon que ce que présente l'Équation 2-7, montre des possibilités intéressantes qui seront développées à la section 2.4 sur la caractérisation de la géométrie des mélangeurs.

Les méthodes de calcul et de prédiction de la perte de charge dans les conduites et le mélangeurs statiques avec écoulement à deux phases fournissent des valeurs correctes pour des écoulements turbulents [Bao *et al.* 1994]. Ces corrélations sont toutefois développées pour des conduites vides ou poreuses. Très peu de mesures avec les mélangeurs statiques sont disponibles pour comparaison avec ces corrélations.

En régime d'écoulement laminaire, la méthode proposée par Lockhart et Martinelli [1949] permet de calculer correctement la perte de charge lorsqu'il s'agit de liquide et de gaz mais fournit des valeurs erronées avec deux phases liquides. Streiff [1977] mentionne que son

utilisation est correcte avec les mélangeurs Sulzer lorsqu'il s'agit d'écoulement de gaz et de liquide.

Une mise en garde sérieuse a été faite par Bao relativement à l'utilisation de cette méthode dans des écoulements avec deux liquides. Ces auteurs proposent plutôt la corrélation de Beatie [1982] comme la seule qui fournisse des résultats acceptables. La corrélation est applicable uniquement pour les conduites, jusqu'à preuve du contraire. Pour les mélangeurs statiques, il n'existe pas de mesures de perte de charge en écoulement diphasique auxquelles se référer. L'utilisation de fluides à rhéologie non newtonienne ne fait qu'augmenter les inconnues de la situation.

2.2 DISPERSION DE GAZ OU DE LIQUIDE DANS UNE PHASE LIQUIDE

2.2.1 *Paramètres gouvernant la déformation et la rupture*

Une revue portant sur plus d'une cinquantaine de travaux reliés à la mesure des déformations de gouttes dans ces écoulements a été présentée par Rallison [Rallison, 1984]. Il y conclut que les phénomènes et mécanismes régissant la rupture d'une goutte dans un écoulement ou un milieu stable et newtonien sont bien identifiés tant au niveau expérimental que théorique. Ses conclusions sont présentées ici en parallèle avec les travaux pertinents à chacune.

2.2.1.1 *Le type d'écoulement*

La déformation et l'éclatement des gouttes sont dus à la composante déformation D du tenseur gradient de vitesse lorsqu'on l'exprime suivant l'équation :

$$\frac{1}{2} \left[\left(\underline{\nabla} \underline{v} + \underline{\nabla} \underline{v}^T \right) + \left(\underline{\nabla} \underline{v} - \underline{\nabla} \underline{v}^T \right) \right] = D + \Omega \quad \text{Équation 2-17}$$

Celle-ci ne montre en fait que le gradient de vitesse peut être décomposé en deux parties, une symétrique et l'autre antisymétrique. On peut aussi représenter les écoulements en calculant α , une mesure de la force de l'écoulement par [Manias-Zlockzower 1994a] :

$$\alpha = \frac{|D|}{|D| + |\Omega|} \quad \text{Équation 2-18}$$

Ainsi exprimée, la relation entre les composantes du tenseur permet de caractériser simplement les écoulements présentés au premier chapitre. Pour l'écoulement élongationnel 2D, $\alpha = 1$ alors que pour le cisaillement et la rotation rigide, sa valeur est respectivement de 0,5 et 0. Pour tout écoulement autre que ceux présentés et représentatifs de ce que l'on rencontre en industrie, la valeur de α est comprise entre ces deux extrêmes.

Cette façon d'évaluer un écoulement possède une caractéristique très limitante. Le paramètre α n'est pas un paramètre objectif au sens où il n'est pas invariant avec un changement de repère [Astarita 1979]. Il est donc impossible de comparer par exemple une cuve de mélange à un mélangeur statique au moyen des valeurs obtenues pour α . Pour des géométries semblables, la méthode reste quand même pratique. Cette justification a déjà été avancée pour la comparaison d'agitateurs dans des cuves de mélange [de la Villéon et al. 1998].

Astarita propose donc deux critères, un premier uniquement fonction des caractéristiques de l'écoulement et un second représentant la combinaison entre l'écoulement et un temps

caractéristique du fluide. Chacun de ces critères fournit une évaluation locale de l'écoulement, est objectif et est applicable à n'importe quel écoulement. Ces critères ne seront pas traités plus en détails ici.

2.2.1.2 *La tension interfaciale*

La tension interfaciale tend toujours à minimiser l'étendue de l'interface entre les fluides. Pour une goutte ou bulle de forme à peu près ronde, elle agit comme une force élastique de résistance à la rupture. Lorsque la déformation devient importante et que la viscosité de la goutte est assez faible (ν petit), elle peut contribuer à la rupture en facilitant la croissance des instabilités à l'interface.

Élasticité de l'interface

La tension interfaciale représente aussi la résistance à la déformation de l'interface entre les phases. Le niveau de déformation de la goutte est une fonction des propriétés physiques et rhéologiques des phases mais aussi de l'interface entre les deux [Wolf et Windhab 1995]. Windhab [Windhab et Wolf 1991] propose un modèle représentant tout l'environnement des gouttes dans une dispersion à l'aide de ressorts et de pistons. Un ensemble piston-ressort est associé à chaque composant soit les phases continue et dispersée de même qu'à l'interface. Leurs conclusions mettent en évidence la faiblesse du modèle en question à représenter les faibles déformations d'une goutte mais laissent entendre que le comportement du modèle est bien meilleur à grandes déformations et qu'il peut même représenter correctement le comportement d'une émulsion.

Un bien meilleur modèle représente la goutte dans son milieu par un ensemble de deux ressorts et deux pistons. La Figure 2-3 montre l'arrangement. Dans ce modèle, η_d représente la viscosité de la phase dispersée et les trois autres éléments servent à la représentation de l'interface. Les constantes de rappel des ressorts représentent la tension interfaciale par les effets de la pression capillaire k_{i1} et de la présence des agents tensio-actifs k_{i2} sur l'interface. La viscosité de l'interface η_i est utilisée pour la représentation de la dissipation visqueuse locale engendrée par les gradients de tension interfaciale et le mouvement des tensio-actifs.

Les conclusions tirées à partir de ce modèle montrent son applicabilité aux déformations stables tout comme à la relaxation de contrainte lorsqu'aucun tensio-actif n'est utilisé. L'avantage du modèle réside dans le fait que les quatre paramètres sont indépendants du type d'écoulement et de la déformation mais doivent être déterminés expérimentalement. La performance du modèle reste bonne en présence de tensio-actif mais les paramètres ne sont plus constants et doivent être déterminés dans les conditions particulières.

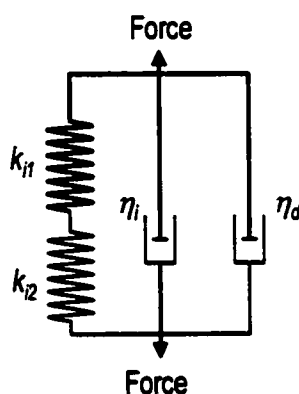


Figure 2-3 Modèle mécanique représentatif d'une goutte déformée.

Instabilité capillaire

Le principe de la destruction d'un filament étiré par ce type d'instabilités est relativement simple et est illustré à la Figure 2-4. Après avoir été étirée de sorte que sa longueur devienne très supérieure à son rayon, une goutte devient un long filament. À la suite d'une perturbation initiale, l'onde ainsi engendrée se propage le long du filament et croît en amplitude A . Cette croissance sera plus ou moins favorisée par l'environnement externe et interne de la goutte étirée. Lorsque l'amplitude de l'onde atteint le même ordre de grandeur que le rayon du filament r_f , il y a rupture en une première génération de gouttes. Ce phénomène élongation - destruction peut se reproduire avec les gouttes formées d'une première rupture et engendrer plusieurs générations de gouttes filles de tailles inférieures. Le processus s'arrête lorsque les forces de tension interfaciale arrivent à stabiliser la forme de la goutte et son interface [Tjahjadi et Ottino, 1991]. La taille alors atteinte est alors très réduite pour permettre à ce type de force d'intervenir.

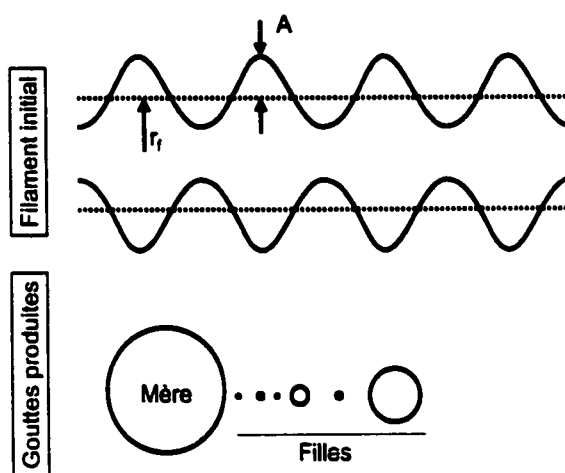


Figure 2-4

Évolution des instabilités capillaires à la surface d'un filament et rupture en gouttes plus petites.

La figure suivante montre les courbes du temps de rupture par instabilités capillaires en fonction du rapport des viscosités [Tjahjadi *et al.* 1992]. Les courbes pleines sont générées numériquement et ont été validées par des mesures expérimentales représentées par les points. Les deux se recoupent extrêmement bien. Les trois courbes supérieures sont issues de perturbations initiales λ différentes. La valeur de la perturbation λ correspond à un rapport des dimensions montrés sur la Figure 2-4 : $\lambda = A/r_f$. La quatrième courbe montre le temps que dure le processus de destruction du filament avec la perturbation initiale de 0,2. Ce que l'on doit retenir de cette figure est que le temps requis pour permettre d'atteindre l'amplitude de rupture se situe entre 10 et 100 secondes suivant le rapport de viscosité et que le temps requis pour la rupture va de quelques secondes à quelques dizaines de secondes. Ces valeurs démontrent que les ruptures par instabilités capillaires exigent des conditions d'écoulement très lent.

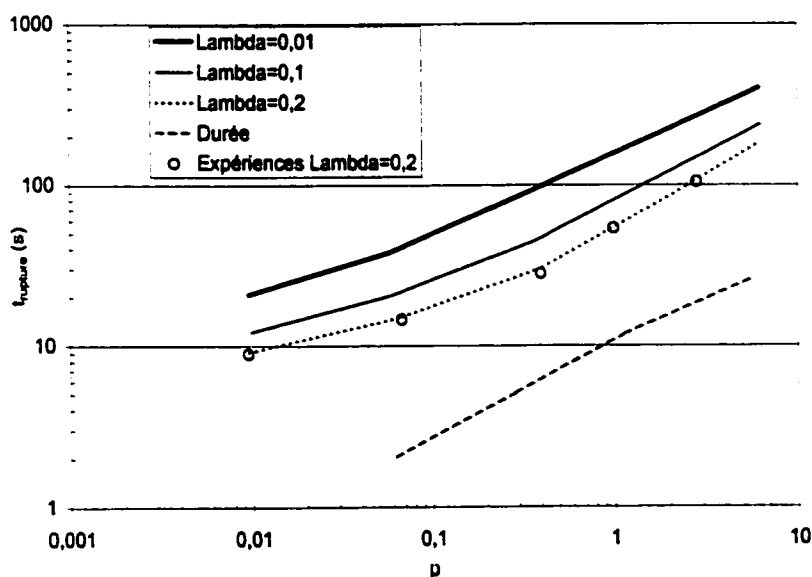


Figure 2-5

Temps requis pour la rupture d'un filament par instabilités capillaires en fonction du rapport de viscosité.

2.2.1.3 *Les faibles rapports de viscosité*

Il est possible de briser à peu près n'importe quelle goutte ayant une viscosité plus faible que celle de la phase continue ($p < 1$) en la plaçant dans un écoulement induisant un niveau de contraintes assez élevé. Ce dernier devra être d'autant plus grand que p sera petit. La déformation stable d'une goutte dans cette situation peut atteindre plusieurs milliers de fois son rayon alors qu'elle n'est pas déformée. Les principaux résultats relatifs à la destruction d'une goutte à faible viscosité sont présentés aux sections 2.2.2 et 2.2.3.

2.2.1.4 *Les rapports de viscosité élevés*

Pour parvenir à détruire une goutte dans cette situation, l'écoulement doit être caractérisé par des composantes élongationnelles qui représentent l'essentiel des contributions à la norme du tenseur des vitesses de cisaillement. Cette situation correspond à une valeur de α près de 1 :

$$\alpha = \frac{|D|}{|D| + |\Omega|} \quad \text{Équation 2-19}$$

L'écoulement n'a donc pas besoin d'être à un nombre capillaire très élevé. Le temps requis pour la rupture dans ces conditions de stabilité peut par contre être très long. Lorsque l'écoulement présente une composante rotationnelle importante, aucune rupture n'est possible car aucun étirement suffisant ne peut être provoqué. Les résultats ayant trait aux hauts rapports de viscosité sont aussi passés en revue aux sections 2.2.2 et 2.2.3.

2.2.1.5 *Le facteur temps*

L'historique des déformations (histoire rhéologique) subies par la goutte ou le filament influence le résultat de la rupture. De plus, le taux d'application des contraintes peut

mener à la rupture dans des conditions sous Ca_{crit} . La taille et le nombre de gouttes produites à la rupture dépendent à la fois de l'écoulement et de l'histoire des déformations subies par la goutte. Les phénomènes transitoires ont donc un effet marqué sur les résultats de la dispersion.

2.2.2 *Résultats de dispersion en régime stationnaire*

La Figure 2-6 présente les variations du nombre capillaire critique obtenus par Grace [1982] en fonction du rapport des viscosités. Taylor avait déjà fourni quelques points expérimentaux [1932] se situant parmi les points de Grace. Deux courbes sont présentées, une pour le cisaillement simple ou écoulement Couette et une seconde pour l'écoulement élongationnel plan. Ces résultats sont tous obtenus en gardant des conditions stables nécessaires à l'atteinte de la déformation à l'équilibre. Bien qu'ils servent à la compréhension des phénomènes de rupture et des forces en jeu, les mélangeurs statiques et en particulier le SMX ne sont qu'une succession de phénomènes transitoires et ne permettent jamais ces conditions d'équilibre.

Pour un rapport de viscosité inférieur à 0,1, les nombres capillaires requis pour la rupture des bulles dans un écoulement Couette deviennent très élevés. Ils rendent ainsi les conditions d'application pratiques hors de portée. La situation devient encore plus difficile avec des rapports de viscosité supérieurs à 3 au-dessus duquel les nombres capillaires requis deviennent carrément inaccessibles.

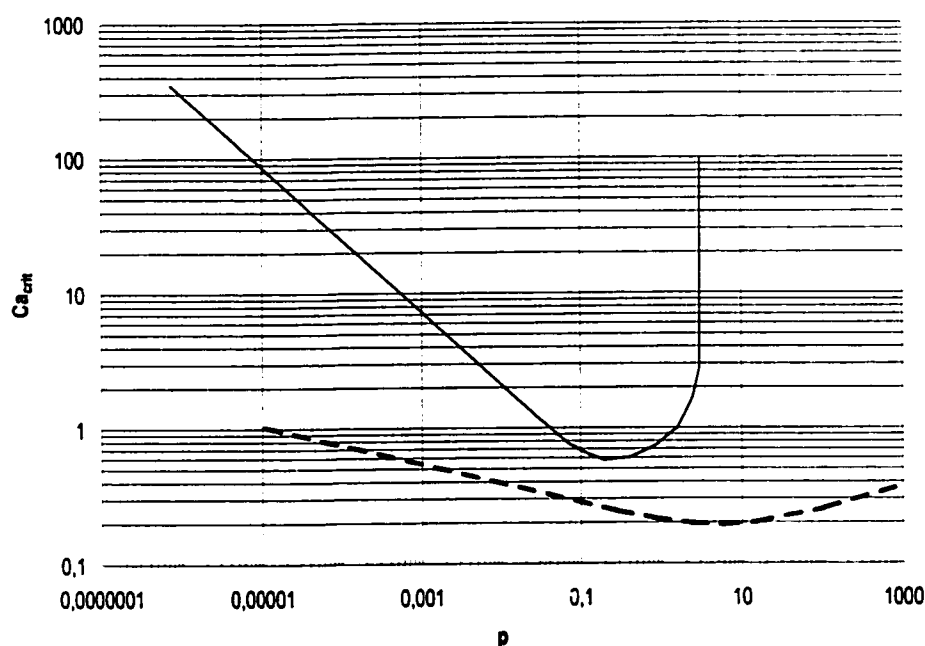


Figure 2-6 Nombre Capillaire critique suivant le rapport des viscosité pour des écoulements en cisaillement simple (—) et en élongation (---) [Grace, 1982]

Dans des écoulement élongationnels, les nombres capillaires requis pour la rupture restent à l'intérieur de limites raisonnables pour une très large gamme de rapports de viscosités. Ces résultats mettent en évidence la très grande efficacité des écoulements élongationnels à déformer des gouttes pour accomplir la tâche de dispersion. Ils sont à la base de la seconde et de la troisième conclusion de Rallison [Rallison 1984] énumérées plus haut.

Des résultats très proches ont été obtenus avec un montage expérimental beaucoup plus sophistiqué et surtout beaucoup mieux équipé [Bentley et Leal, 1986]. Les résultats de la Figure 2-7 montrent des courbes pour plusieurs écoulements intermédiaires entre un écoulement de Couette et un écoulement élongationnel ($0,5 \leq \alpha \leq 1$). La principale différence avec les résultats de la Figure 2-6 se trouve dans les nombres capillaires

critiques pour des rapports de viscosités supérieurs à 4. Cette différence provient du temps nécessaire à l'atteinte de l'équilibre de la déformation. C'est probablement pour cette raison que toutes les publications antérieures à celle de Bentley et Leal montrent une dépendance de Ca_{crit} avec p pour des écoulements élongationnels lorsque ce dernier devient supérieur à 4 [Stone, 1994]. La figure montre aussi les résultats obtenus par la théorie des petites déformations (—), celle des corps étirés « slender body theory » (- - -) et des résultats numériques obtenus par la méthode des intégrales de frontières (●) [Rallison, 1981].

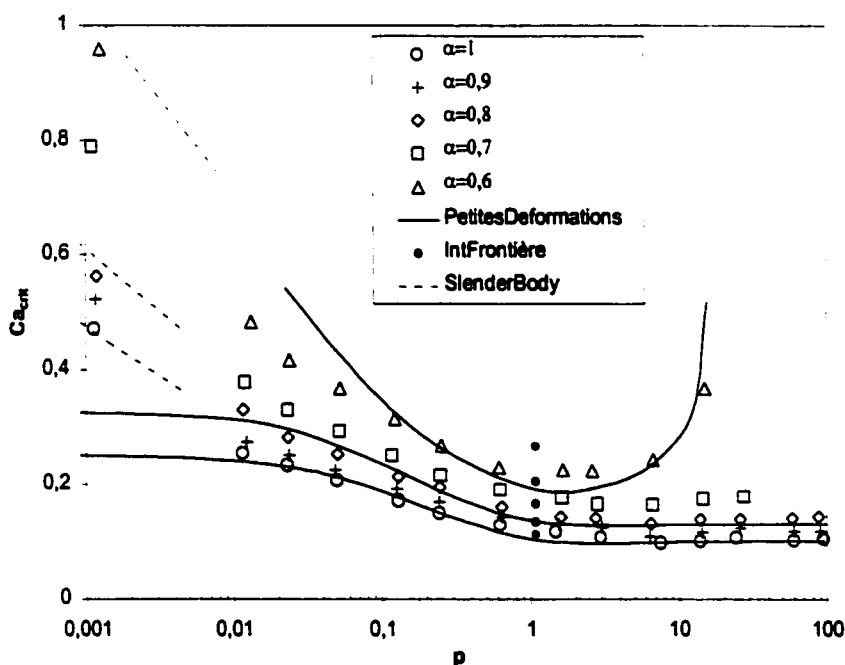


Figure 2-7 Nombre capillaire critique pour différents types d'écoulements [Bentley et Leal 1986].

Plus récemment, l'effet de l'élasticité de chacune des phases a été exploré en élongation et en cisaillement simple [Mighri et al. 1997 et 1998]. Il en ressort qu'un goutte élastique bénéficie d'une résistance supplémentaire à la déformation alors qu'une matrice ou une

phase continue élastique augmente la déformation de la goutte qui y est placée. En cisaillement simple, il a été démontré que le nombre capillaire critique est une fonction du rapport des élasticités de la goutte à celle de la phase continue. Avec l'augmentation du rapport, le nombre capillaire critique peut atteindre jusqu'à huit fois celui requis avec des phases newtoniennes non élastiques. La « protection » supplémentaire de la goutte apportée par son élasticité n'est donc pas négligeable.

Le temps requis pour atteindre l'équilibre lors de la déformation d'une goutte peut être estimé par $\eta_c/(\sigma/d_p)$ (Équation 2-20). À haut rapport de viscosité, ce temps peut atteindre des valeurs très élevées. Grace [Grace 1982] a aussi mis le temps de rupture en relation avec le rapport de viscosité. La Figure 2-8 combine ses résultats obtenus pour des écoulements en cisaillement simple et en élongation. Le temps réduit de rupture s'exprime suivant une relation faisant intervenir le rapport utilisé plus haut ($\eta_c/(\sigma/d_p)$) et le temps réel t .

Les contributions des dernières années sur la rupture des gouttes explorent le domaine des écoulements ne permettant pas l'atteinte des temps nécessaires à la rupture dans des conditions d'équilibre. L'apport le plus important provient des études avec des écoulements présentant des conditions chaotiques.

$$t_{\text{réduit}} = t \frac{\sigma/D_{\text{entree}}}{\eta_c}$$

Équation 2-20

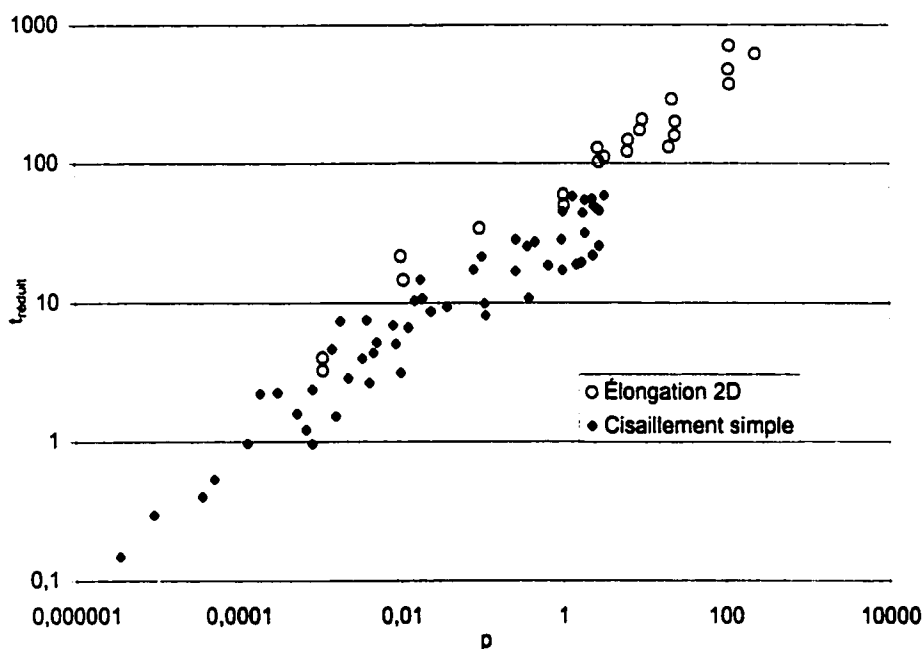


Figure 2-8 Temps réduit requis pour la rupture en fonction du rapport de viscosité [Grace 1982].

2.2.3 Résultats de dispersion en régime transitoire

Grace a été l'un des premiers à mettre les phénomènes transitoires en évidence. Il cherchait à faire le parallèle entre des changements abrupts dans le caractère de l'écoulement et les conditions rencontrées dans les mélangeurs statiques. La représentation des mélangeurs Kenics du Chapitre 1 (Figure 1-6) montre deux éléments dans une conduite. On peut facilement y voir que les perturbations les plus importantes de l'écoulement se font à l'entrée et la sortie des éléments. Par contre, le SMX ne présente pas ces zones d'entrée et de sortie. Les perturbations y sont plus uniformes sur toute la longueur de l'élément. On peut le voir comme une succession d'effets d'entrée ou de sortie. Les expériences de Grace consistaient à faire varier la vitesse de cisaillement dans le temps pour un écoulement donné. Il a ainsi constaté que l'allongement d'une goutte au

moment de sa rupture dans un écoulement établi et permanent est égal à plusieurs fois son allongement maximum stable pour ce même écoulement. L'application d'une vitesse de cisaillement décroissante a ainsi permis la déformation et la rupture de gouttes avec des vitesses de cisaillement en tous temps inférieures à celles requises pour la rupture avec une vitesse constante.

La première étape dans l'investigation des effets transitoires a consisté à reprendre la piste montrée par Grace. La collaboration entre Stone et Leal a produit les résultats les plus intéressants [Stone *et al*, 1986 puis Stone et Leal, 1989, *a et b*]. Ils ont effectué des tests avec le même montage que Bentley et Leal [1986] pour la mesure du nombre capillaire critique dans des écoulements simples. Ils ont en plus comparé leurs résultats à des simulations par la méthode des intégrales de frontières [Stone et Leal, 1989 *a et b*]. Ici, toutefois, ils mettent en évidence les phénomènes transitoires par deux méthodes. Une première où, après avoir substantiellement déformé une goutte, ils imposent une diminution par échelon de la vitesse de cisaillement dans un écoulement donné (α constant). La seconde méthode consiste à faire varier simultanément le caractère de l'écoulement α et la vitesse de cisaillement. Quatre observations ou conclusions ressortent de ces expériences :

- Dans un procédé étirement - relaxation subite, l'étirement maximal nécessaire pour provoquer la rupture lors de la relaxation est très supérieur à la longueur maximale stable observable lors des mesures de nombres capillaires critiques. Cet étirement nécessaire à la rupture augmente avec le rapport des viscosités.

- L'utilisation d'échelons dans les vitesses de déformation imposées à une goutte permet de la briser sans étirements importants. La rupture est alors attribuable à des effets de tension interfaciale.
- Par opposition, pour faire intervenir des instabilités capillaires dans la rupture, l'étirement nécessaire minimal doit être d'au moins 20 ($D = L/a = 20$).
- La combinaison et l'enchaînement d'écoulement à caractère différent (α différents), peut permettre la rupture de gouttes qui normalement ne seraient pas affectées par ce type d'écoulement seul. Il devient donc possible de briser des gouttes ayant une viscosité beaucoup plus élevée que le milieu ambiant ($p > 4$) dans un écoulement en cisaillement simple.

Ces quatre conclusions s'appliquent directement aux mélangeurs statiques. De par leur nature, le caractère de l'écoulement varie sur la longueur d'un élément et se trouve à être répété pour les éléments suivants. Par simulations [Rauline et al. 1998], il a été démontré que ces variations sont importantes et peuvent être très différentes d'un mélangeur à l'autre.

La Figure 2-9 reprend la valeur du paramètre α suivant l'axe de l'écoulement pour un mélangeur Kenics et un SMX. On y voit que le mélangeur SMX engendre de plus nombreuses variations et que la valeur moyenne est aussi plus élevée que dans un mélangeur Kenics. Pour ce dernier, les variations du paramètre α sont beaucoup plus fortes à l'entrée et à la sortie. Des pics importants sont aussi marqués à la transition entre les éléments. Des résultats similaires ont été obtenus par Avalosse [Avalosse et Crochet 1997]

en suivant l'évolution de la déformation dans l'écoulement de particules fictives lancées à l'entrée des mélangeurs. Ils mettent en évidence exactement les mêmes fortes variations à la jonction entre les lamelles des éléments. La Figure 2-10 présente la vitesse de cisaillement moyenne sur l'axe de chacun des mélangeurs [Rauline et al. 1998]. Avec des conditions comparables, la moyenne est très supérieure pour le SMX. Les variations sont aussi beaucoup plus fréquentes et intenses.

Les expériences de Tjahjadi et Ottino [1991] sont faites pour un écoulement moins conventionnel que ceux de Grace et surtout, mettent en évidence les phénomènes transitoires. Leur banc expérimental se compose de deux cylindres excentrés qu'ils nomment « Journal bearing ». L'entraxe entre les cylindres est de 30% du rayon externe tel que le montre la Figure 2-11. La vitesse, l'arrêt et le départ de chacun des rouleaux peuvent être ajustés à gré. Dans des conditions précises d'alternance de rotation entre les deux rouleaux, l'écoulement généré est chaotique et présente ainsi des caractéristiques ayant été démontrées idéales pour le mélange [Ottino 1989]. Ce type d'écoulement complexe n'avait pas été étudié auparavant et présente des conditions qui ne peuvent être retrouvées dans les écoulements simples. Un avantage indéniable de ce montage expérimental réside dans le champ de vitesse qui peut être obtenu analytiquement. L'écoulement dans les mélangeurs statiques SMX de Sulzer a lui aussi été identifié comme étant chaotique [Fasol, 1995] mais bien évidemment, le champ de vitesse n'y est accessible que par simulations.

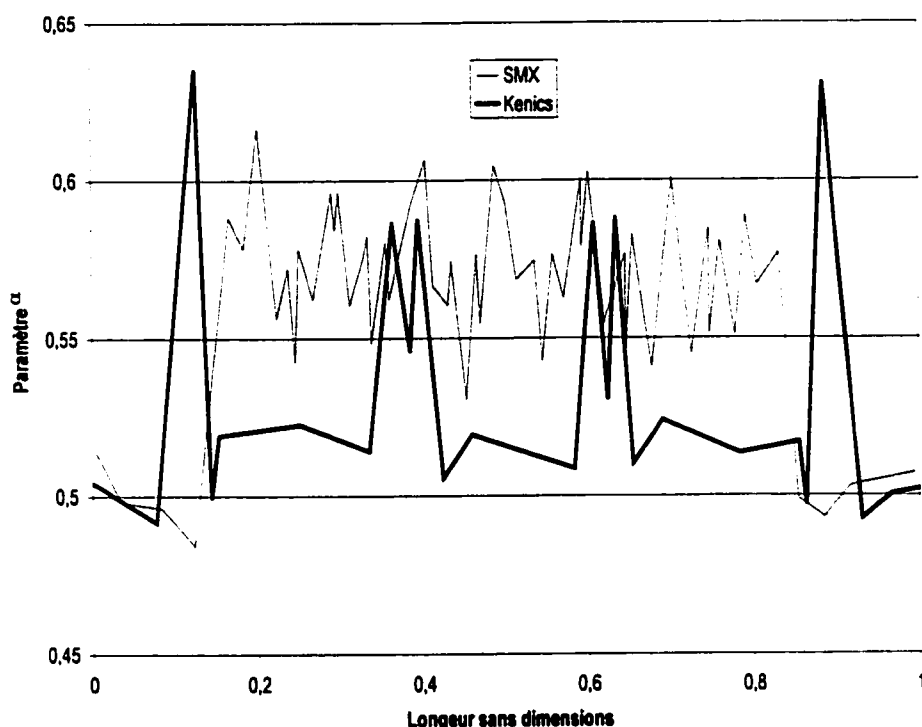


Figure 2-9 Valeur moyenne du paramètre α sur l'axe des mélangeurs SMX et Kenics [Rauline et al. 1998].

Les fluides employés par Ottino, tous newtoniens, ont des rapports de viscosité compris entre 0,01 et 2,8. Les auteurs placent une goutte dans une région où le nombre capillaire excède le nombre capillaire critique. Cette goutte s'étire, devient filament pour se rompre éventuellement en plusieurs gouttes filles à la suite des étirements et replis que lui impose l'écoulement. Une hypothèse de base de leur modèle considère le filament comme un traceur inerte de l'écoulement c'est-à-dire qu'il n'influence en rien l'écoulement à proximité mais sert plutôt à marquer les déplacements. La quantité de fluide dispersé est très faible et ils considèrent que les gouttes résultantes n'ont aucune interaction avec leurs voisines. La distribution des tailles de gouttes obtenues est plus étroite lorsque le rapport

de viscosités est inférieur à 1,0 alors que c'est plutôt le diamètre moyen qui est plus petit lorsque p est supérieur à 1,0.

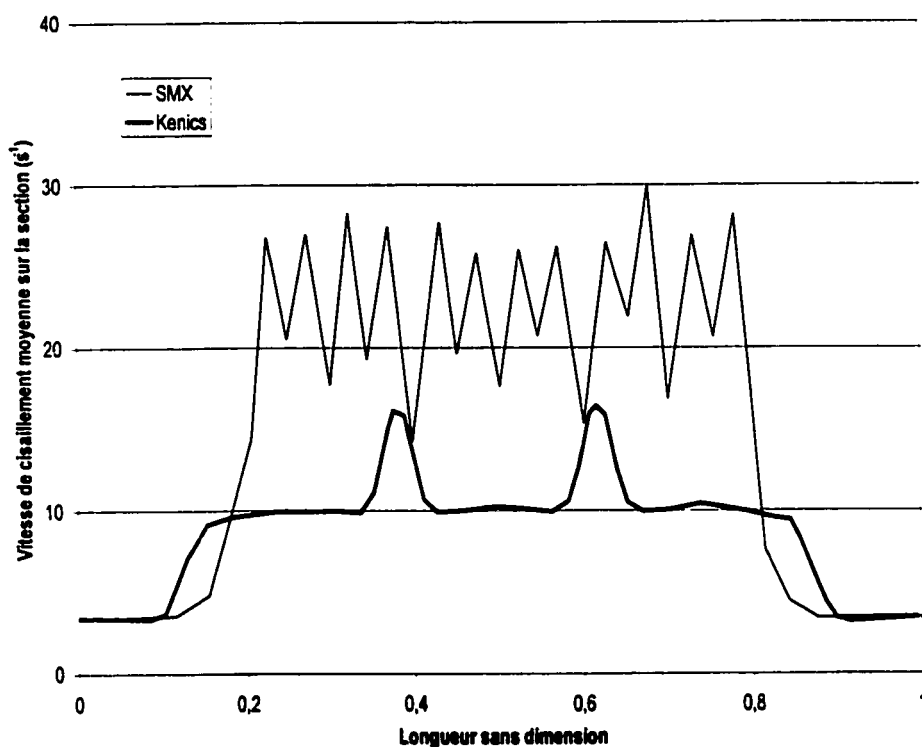


Figure 2-10 Valeur de la vitesse de cisaillement moyenne sur l'axe d'un mélangeur Kenics et SMX [Rauline et al. 1998].

Ces résultats peuvent s'interpréter à l'aide de ceux obtenus avec les écoulements simples en cisaillement ou en élongation et à l'aide du rapport des viscosités. Ainsi, dans le cas d'un rapport de viscosité inférieur à 1,0, une goutte issue d'une première rupture pourra encore se déformer et se rompre une seconde fois. Le processus peut même se répéter à plusieurs reprises si p est assez petit comme par exemple dans le cas gaz - liquide. Ce processus de répétition engendre une distribution de taille étroite autour d'un diamètre moyen. Ce résultat n'est pas une surprise puisque ce sont les forces de tension interfaciale qui viennent mettre un terme au processus de rupture à répétition. Sachant que le nombre

capillaire répond inversement à σ/r_g , ces forces deviennent prédominantes à mesure que le diamètre de la goutte ou bulle se réduit et finissent par surpasser les forces visqueuses imposées par l'écoulement (Ca).

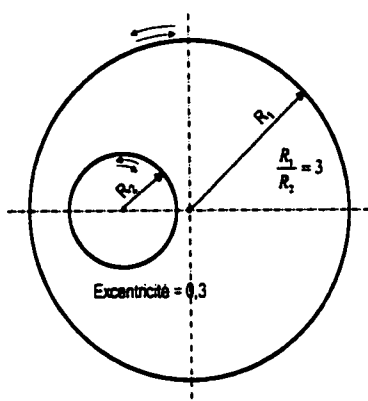


Figure 2-11 Schéma du montage expérimental employé par Ottino et son groupe

Dans le cas où $p > 1,0$, la goutte initiale s'allonge et se déforme énormément plus que dans le cas $p < 1,0$. Le rapport longueur sur diamètre initial peut atteindre 100 ou même 1000 et plus. Lorsque le filament se brise, toutes les gouttes filles se forment d'un coup et aucune ne subira de rupture ultérieure. Le résultat de ce mécanisme de réduction de taille est une distribution plus large avec toutefois un diamètre moyen plus petit que dans le cas $p < 1$.

Leur modèle considérant la goutte déformée comme un traceur inerte permet de caler les courbes de distribution de tailles obtenues sur une courbe généralisée [Tjahjadi et Ottino, 1991; Muzzio et al., 1991]. En fait, deux courbes généralisées sont obtenues, une pour $p < 1$ et une seconde pour $p > 1$. Dans le cas où le rapport des viscosités est petit, on peut concevoir intuitivement que le processus répétitif d'étirement suivi de rupture puisse être

représenté par une seule courbe peu importe p tant qu'il est inférieur à 1. Dans le cas inverse, cette conclusion est plus surprenante si l'on se souvient qu'en général, un filament ne va se briser qu'une seule fois pour engendrer toutes les gouttes de la distribution. Après avoir mesuré un certain nombre de gouttes à partir de photos, ils comptent le nombre $dN(V)$ ayant un volume compris entre V et $V+dV$. Ils génèrent ensuite une distribution $f(V,p)=dN(V)/dV$ normalisée pour un nombre identique de gouttes dans chacune des distributions. Pour caler toutes les distributions sur une seule, ils introduisent une fonction $F(V/\langle V \rangle)=V^2 * f(V,p)$. Dans cette expression, V est le volume d'une goutte, $\langle V \rangle$ est le volume de la moyenne arithmétique des gouttes.

Une seconde série d'expériences va exactement dans le même sens [Tjahjadi *et al.*, 1992]. Elle consiste à étirer une goutte en un long filament dans un fluide stagnant puis à attendre la rupture par instabilités capillaires. Leurs résultats montrent que le processus de rupture est en fait une cascade du même événement. Une goutte mère étirée en filament se rétracte puis se rompt par instabilités. Elle engendre trois gouttes filles dont l'une continuera le processus de rupture et ainsi de suite. Ils expliquent donc une partie des résultats précédents permettant de regrouper en une courbe généralisée toutes les distributions de tailles obtenues avec des rapports de viscosités différents.

Dans la lignée des travaux de Tjahjadi pour s'approcher des conditions plus réalistes de procédés industriels, on retrouve ceux de Jansen et Meijer [1993]. Ils ont démontré l'efficacité des effets transitoires dans un écoulement élongationnel plan. Il est rare en effet que les procédés de mélange se produisent assez lentement pour que l'on puisse supposer des conditions de déformation à l'équilibre telles que celles normalement utilisées pour la

détermination du nombre capillaire critique. Leur expérience consiste donc à forcer une déformation très rapide d'une goutte par l'imposition d'un nombre capillaire au minimum 5 fois le Ca_{crit} de l'écoulement élongationnel représentant leur montage. Ils considèrent une déformation affine de la fraction dispersée dès la mise en route des rouleaux et supposent un allongement suffisant pour négliger les effets de bouts. L'élongation dans ces conditions génère des gouttes plus petites que celles produites lors du maintien d'un nombre capillaire très légèrement supérieur au nombre capillaire critique tel que cela est généralement fait dans ce type de mesures.

Les résultats issus de simulations, basées sur la théorie du chaos, sont très proches des valeurs expérimentales obtenues avec le montage de la Figure 2-11 [Khakhar et Ottino 1986 et 1987; Tjahjadi et Ottino 1991; Tjahjadi et al. 1992]. Nous ne discuterons pas de cette méthode ici. Il faut toutefois garder en tête que cette théorie, telle qu'adaptée, permet une représentation fidèle des phénomènes d'élongation et de replis rencontrés dans les situations de mélange chaotiques et peuvent donc prédire le résultat des ruptures de gouttes devenues filaments. Malgré ces résultats, l'éventuelle simulation de conditions de mélange industriel par cette méthode reste douteuse en raison des ressources requises. La méthode consiste en effet à suivre chaque goutte dans l'écoulement et l'histoire qui lui est rattachée. Des solutions analytiques ne pouvant être obtenues pour des écoulements complexes comme celui produit par exemple avec un SMX, les solutions doivent être obtenues par simulations. Ces dernières exigent des ressources déjà importantes en mémoire vive et en temps de calcul. Il est difficile, dans l'état actuel des ressources, d'envisager le suivi dans le temps et l'espace de milliers voire de millions de gouttes bien

que ce soit plus représentatif d'une situation industrielle de dispersion. L'influence de la phase dispersée sur le comportement global de l'écoulement ne fait qu'augmenter la complexité du problème.

2.2.4 *Coalescence*

Cette section n'a pas pour but de présenter un bilan de la littérature sur la coalescence. Notre étude ne prend pas en compte la coalescence mais vise plutôt à présenter les notions importantes et à sensibiliser le lecteur au phénomène.

Les études passées en revue dans la section précédente traitent d'une seule goutte qui se déforme et se brise. Dans le cas où plusieurs gouttes sont présentes, on ne considère aucune interaction entre elles en raison d'une fraction volumique très faible de phase dispersée («1%). Les procédés de mélange industriels mettent en cause des fractions volumiques de phase dispersée souvent supérieures à 10 ou 20%. Des cas extrêmes montrent même des teneurs en phase dispersée supérieures à l'entassement maximum de 68% pour des particules rigides et sphériques [Akay 1998]. De telles concentrations impliquent la présence simultanée de millions et même de milliards de gouttes subissant les déformations décrites plus haut. À la complexité de ces phénomènes doivent être ajoutées les interactions des gouttes avec leurs voisines. Ces interactions sont responsables de la coalescence elle-même responsables de l'inversion de phase [Efthimiadu et Moore, 1994]. Ce phénomène se produit lorsque la phase dispersée se transforme subitement en phase continue. La nouvelle dispersion produite comporte des gouttes généralement plus petites menant parfois à des émulsions stables [Pacek et al, 1994].

La fraction volumique de la phase dispersée et le caractère de l'écoulement (α) sont les deux facteurs influençant la coalescence. Les paramètres à quantifier sont la probabilité que deux gouttes entrent en collision, la force avec laquelle elles le font et le temps que dure l'interaction. Les cas limites généralement considérés dans l'étude de la coalescence consistent en des interfaces qui sont soit complètement mobiles ou totalement immobiles lors du drainage du film séparant les gouttes [Edwards *et al.*, 1991]. La gamme des valeurs de mobilité possibles entre ces deux extrêmes est très large et les paramètres qui sont complexes. Les cas limites de mobilité sont illustrés à la Figure 2-12. Le temps nécessaire à la coalescence est bien sûr différent dépendamment de l'hypothèse utilisée.

La force poussant les gouttes l'une vers l'autre peut avoir des effets antagonistes. La déformation des gouttes et la surface de contact entre les gouttes vont augmenter avec cette force. Il y a donc plus de liquide à drainer entre les gouttes entraînant une augmentation du temps nécessaire à son évacuation et du temps nécessaire à la coalescence. Il est alors évident que les zones à haute déformation, près des agitateurs par exemple, deviennent le théâtre des ruptures tandis que les zones d'écoulement à moindre déformation favorisent la coalescence.

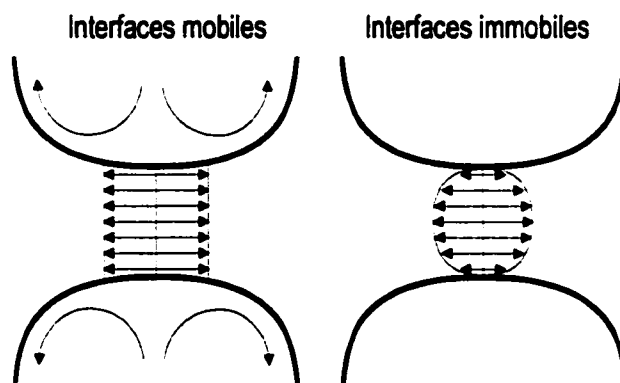


Figure 2-12 *Patrons d'écoulement lors de la coalescence suivant le type d'interface*

Des modèles de temps et de probabilité de coalescence ont été développés pour des écoulements simples. Ils fournissent des valeurs soit trop élevées (interfaces mobiles) ou trop faibles (interfaces immobiles). Quelques modèles existent donc pour calculer des temps intermédiaires en se basant sur des interfaces plus ou moins mobiles. Ils ne sont pas plus satisfaisants que les précédents [Meijer et Janssen, 1994].

Dans le cas de fluides viscoélastiques, le temps requis pour la coalescence est supérieur [Acharya et Ulbrecht, 1978]. Le drainage du film séparant les gouttes est plus long en raison de la résistance plus grande occasionnée par l'élasticité du fluide interstitiel. Ces résultats sont donc cohérents avec ceux présentés plus haut en relation avec une goutte élastique [Mighri et al 1997 et 1998].

2.2.5 Dispersion de gaz et de liquides dans les mélangeurs statiques

2.2.5.1 Mesure des tailles en ligne

Il existe plusieurs méthodes pour la mesure des tailles de gouttes, bulles ou particules. Toutefois, seules quelques-unes permettent de le faire directement dans la conduite sans

altérer les conditions qui y prévalent. Le Tableau 2-5 énumère, en marge des corrélations développées pour la taille des gouttes, les méthodes utilisées dans les expériences de dispersion en ligne. On donne aussi quelques caractéristiques et limitations de la méthode employée.

Une comparaison des techniques de mesure par prélèvement capillaire et par visualisation [Pacek et Nienow 1995] conclut que ce sont les caractéristiques du système dispersé qui doivent guider le choix de la méthode. La vidéo devrait être utilisée pour des concentrations supérieures à quelque pour cents et produisant des distributions larges alors que la méthode capillaire est bien adaptée à de faibles concentrations, des régimes établis et des distributions étroites. Le même groupe de recherche présente aussi une méthode de mesure vidéo pour l'investigation de l'inversion de phase [Pacek et al 1994]. Une méthode proche a été utilisée dans des investigations préliminaires pour nos travaux [Fradette et al. 1997]. Un résultat obtenu en cuve agité démontre que des photographies prises à la paroi mènent au même résultat que des mesures faites dans la cuve [Godfrey et al. 1989]. Cette conclusion est importante car elle valide les photographies faites à la sortie de mélangeurs à travers des conduites transparentes. Dans cette configuration, certains auteurs [par exemple Berkman et Calabrese 1988] ajoutent une cuve rectangulaire autour de la conduite pour minimiser les déformations optiques.

2.2.5.2 Paramètres à considérer en conception

Nous avons vu, jusqu'ici, les notions relatives à la destruction d'une goutte dans un écoulement laminaire. Avant d'aborder les résultats de dispersion dans les mélangeurs, les

paragraphes qui suivent présentent les points à considérer pour la réduction de taille avec des mélangeurs statiques.

Nombre d'éléments de mélange

Middleman [Middleman 1974], montre l'effet du nombre d'éléments sur le diamètre moyen des gouttes (Figure 2-13). Comme référence de taille, il utilise la valeur du diamètre de goutte moyen obtenu avec le nombre maximum d'éléments de ses expériences ($D_{32(N_{max})}$).

La diminution du rapport $D_{32}/D_{32(N_{max})}$ peut être corrélée par la relation :

$$\frac{D_{32}}{D_{32(N_{max})}} = C_1 + C_2 e^{(-N \cdot C_3)} \quad \text{Équation 2-21}$$

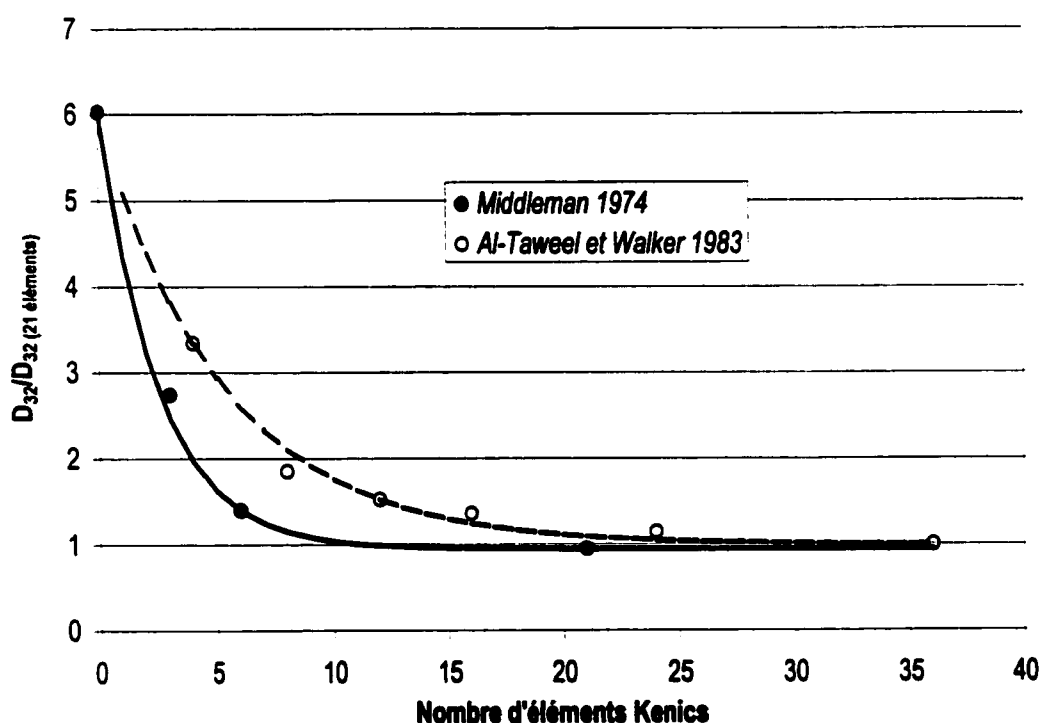


Figure 2-13 Effet du nombre d'éléments mélangeurs sur la taille des gouttes à un nombre de Weber donné.

Le graphique inclut aussi les résultats de Al-Taweel [Al-Taweel et Walker 1983] obtenus avec un mélangeur In-Liner de Lightnin. Ce mélangeur est très près d'un Kenics à l'exception que la lamelle de l'élément est formée de plusieurs courtes sections légèrement espacées. Le Tableau 2-4 résume les conditions et les valeurs correspondant à l'Équation 2-21.

Le comportement montré sur la figure peut s'expliquer par la cinétique de dispersion. À mesure que la phase dispersée passe dans le mélangeur, elle se rompt en gouttelettes de plus en plus fines. Le processus se poursuit jusqu'à ce que l'équilibre entre rupture et coalescence soit atteint. Le point auquel cet équilibre est atteint dépend du niveau de dissipation d'énergie engendré par le mélangeur et du système liquide impliqué. Cette distance peut être comparée au temps d'agitation dans une cuve de mélange. Lors du développement d'une nouvelle application, il est donc très important de procéder à cette évaluation.

Tableau 2-4 Données correspondant aux mesures présentées à la Figure 2-13.

	Middleman	Al-Taweel
C ₁	0,95	1,0
C ₂	5,1	4,9
C ₃	0,40	0,19
Mélangeurs	3, 6, 21 Kenics	4, 8, 12, 16, 24, 36 In-Liner
Fluides	Benzène dans eau	Kérosène dans eau
Fraction volumique	0,5 à 1%	1%
Tension interfaciale	4 mN/m	-

Viscosité et rapport des viscosités

Haas [Haas 1987] a été le premier à inclure une correction pour le rapport des viscosités entre phases dans sa corrélation de taille de gouttes. Calabrese [Berkman et Calabrese 1988], introduit dans sa corrélation de taille un nombre capillaire relié au diamètre moyen des

gouttes pour tenir compte de la présence d'une phase dispersée ayant une viscosité plus élevée que la phase continue (Tableau 2-5 page 77). Il montre que la distribution de taille de gouttes s'élargit lorsque la viscosité de la phase dispersée augmente.

De même, Middleman [Middleman 1974] a montré une augmentation de la valeur du diamètre moyen lorsque le rapport de viscosité augmente. Il explique le phénomène par la déformation des gouttes plus difficile à effectuer lorsque p devient supérieur à 1,0. Ces résultats ne s'appliquent toutefois qu'aux régimes d'écoulement turbulents. La corrélation proposée (voir Tableau 2-5 page 77) ne tient pas compte de la fraction volumique.

Middleman [1974] propose aussi une forme de corrélation pour la taille des gouttes en régime laminaire fondée sur une définition de la répartition de l'énergie à l'intérieur d'un tourbillon. À cette échelle en effet, le régime d'écoulement que subit la goutte est laminaire puisque son environnement se résume au tourbillon dans lequel elle est placée et que le niveau des dimensions est très réduit. Il obtient une relation de la forme :

$$\frac{D_{32}}{D_t} = C_1 \left(\frac{\sigma}{\mu v} \right)^3 \frac{1}{f} \quad \text{Équation 2-22}$$

En régime laminaire, le coefficient de perte de charge est directement relié au nombre de Reynolds. La substitution de son expression dans l'équation précédente donne :

$$\frac{D_{32}}{D_t} = C_2 \left(\frac{\sigma}{\mu v} \right)^3 \frac{D v \rho}{\mu} \quad \text{Équation 2-23}$$

Le diamètre moyen des gouttes répond donc inversement à la viscosité et à la vitesse moyenne de l'écoulement ($1/\mu$ et $1/v$). La tension interfaciale influence elle aussi de

façon importante le résultat de la dispersion (σ'). Malheureusement, aucune mesure expérimentale ne confirme cet énoncé.

En se basant sur le principe selon lequel le mélangeur Kenics procure une augmentation interfaciale proportionnelle à 2^N , un travail expérimental démontre que cette relation est vraie seulement après un certain nombre d'éléments [Bigio et MacLaren 1991]. Le nombre d'éléments nécessaires à l'établissement de l'écoulement augmenterait avec la diminution de la fraction volumique. Les auteurs mentionnent aussi le rapport de viscosité comme un élément déterminant de la performance mais n'en donnent aucun détail.

Fraction volumique de phase dispersée

Middleman [Middleman 1974] n'a pas montré d'effets de la fraction volumique sur la taille moyenne des gouttes produites avec un mélangeur Kenics en régime turbulent. Ses expériences consistaient à disperser du benzène dans de l'eau avec des fractions volumiques comprises entre 1 et 25%. Calabrese [Berkman et Calabrese 1988] a fait le même constat. Haas [Haas 1987], avec un mélangeur Kenics, n'a pas mesuré d'effet sur la taille moyenne des gouttes pour des fractions volumiques d'eau allant de 1 à 8,5% dans des phases organiques.

Al-Taweel [Al-Taweel et Walker 1996] montre une dépendance assez forte de la taille en fonction de la fraction volumique (Tableau 2-5). Le relation établie pour le régime turbulent est en effet fonction de $\phi^{0,875}$. Le mélangeur est toutefois peu usité puisqu'il s'agit d'une série de grilles provoquant essentiellement des elongations et peu de déplacement radial.

En régime laminaire, Grace [Grace 1982] obtient une relation linéaire entre la taille moyenne des gouttes produites et des valeurs de fraction volumique comprises entre 5 et 20%. Dans ses expériences, le rapport de viscosité est de 0,001. La viscosité apparente de la dispersion diminue donc à mesure que la quantité de fluide moins visqueux augmente. L'augmentation des tailles moyennes avec la fraction volumique du fluide peu visqueux provient aussi de l'augmentation du débit de phase injectée. Les vitesses plus grandes en sortie de buse d'injection entraînent la formation de gouttes injectées ayant un diamètre moyen supérieur à celui obtenu à débit plus faible. Avec une longueur de mélangeur donnée et des conditions comparables, le diamètre moyen en sortie est donc plus élevé.

Point et moyen d'injection de la phase dispersée

La dispersion d'un liquide dans un autre implique nécessairement un point où s'effectue l'ajout de la seconde phase dans la phase continue. Si cette étape est relativement simple dans une cuve, elle peut se révéler difficile à réaliser dans un procédé continu. Cette section présente les quelques résultats y ayant trait.

L'injection simple avec un raccord en T est à éviter lorsque la maximisation de la performance est recherchée [Grace 1982]. Par contre, en raison de la simplicité de l'arrangement, une augmentation de longueur du mélangeur peut compenser cet effet.

Par simulations d'écoulements laminaires dans plusieurs mélangeurs statiques, il a aussi été démontré que le point d'injection central devrait être favorisé [Rauline et al. 1998]. Certains mélangeurs sont plus sensibles que d'autres. Suivant les résultats de Rauline, il semble que les mélangeurs provoquant le plus d'élongation (SMX et ISG) soient les moins affectés.

Expérimentalement, l'injection de la phase dispersée au centre de la conduite produit des gouttes plus petites que l'injection à la paroi [Grace 1982]. Le diamètre du jet formé par la buse d'injection est fonction des débits respectifs de phase continue et dispersée. Les relations obtenues sont présentées en fonction du diamètre du jet D_j , du diamètre de la buse D_b et des vitesses moyennes dans la buse v_b et dans la conduite v_c .

- Diamètre de jet avec injection au centre : $\frac{D_j}{D_b} = \sqrt{\frac{v_b}{2v_c}}$ Équation 2-24

- Diamètre de jet avec injection à la paroi : $\frac{D_j}{D_b} = 1,4\sqrt{\frac{v_b}{2v_c}}$ Équation 2-25

- Distance nécessaire à la rupture du jet : $L = 0,468(2v_c D_j) - 0,03$ Équation 2-26

Ces relations ont été obtenues pour des fluides newtoniens avec un rapport de viscosités de 0,012 et une tension interfaciale de 8,5 mN/m. Les variations dans ces deux grandeurs ont un effet direct sur la distance de rupture. En théorie, la distance de rupture est proportionnelle à la viscosité de la phase continue et inversement proportionnelle à la tension interfaciale.

Une corrélation existe pour le calcul du diamètre de jet avec des fluides non newtoniens [Teng et al. 1995] :

$$\frac{D_j}{D_b} = 1,88k_1 \left(1 + \frac{3\eta_d + \eta_c}{(D_b \sigma \rho)^{1/2}} \right)^{1/6} \quad \text{Équation 2-27}$$

dans laquelle le paramètre k_1 est calculé par la relation empirique :

$$k_1 = 1,1303 + 0,0236 \ln \left(\frac{3\eta_d + \eta_c}{(D_b \sigma \rho)^{1/2}} \right) \quad \text{Équation 2-28}$$

La viscosité de chacune des phases, dans les cas de fluides non newtoniens, peut être évaluée avec la relation suivante basée sur un comportement rhéologique de type loi de puissance :

$$\eta = \frac{k}{8} \left(6 + \frac{2}{n} \right)^n \left(\frac{D_j}{v_j} \right)^{1-n} \quad \text{Équation 2-29}$$

Les paramètres k et n sont respectivement l'indice de consistance et l'indice d'écoulement.

Le débit et le nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds intervient dans plusieurs des corrélations présentées au Tableau 2-5. Le diamètre moyen est fonction de ce nombre affecté d'un exposant allant de 0,1 à 0,2 selon les expériences et les mélangeurs.

En régime laminaire, le débit peut être relié à la vitesse de cisaillement induite par le mélangeur. Ce sujet sera traité à la section 2.4.1 portant sur la vitesse de cisaillement caractéristique des mélangeurs.

2.2.5.3 *Dispersion en régime laminaire avec des mélangeurs statiques*

Après avoir passé en revue les phénomènes régissant la rupture et la coalescence des gouttes, il est possible de saisir toute la complexité des processus impliqués dans la dispersion de liquides non miscibles. C'est peut-être ce qui explique la présence d'un seul travail complet publié traitant spécifiquement de la dispersion de fluides newtoniens immiscibles dans un mélangeur statique [Grace, 1982]. Il existe toutefois plusieurs publications sur les améliorations liées à l'emploi de mélangeurs statiques dans un procédé. Les effets rapportés se limitent par contre à l'augmentation de capacité,

d'efficacité ou de rendement de réaction [Schneider 1988; Nguyen et al 1990; Stringaro et Luder 1991; Yeon et Choi 1996].

Avec un mélangeur Kenics de Chemineer, Grace [1982] a pu relier le diamètre de Sauter des distributions de taille au cisaillement nominal à la paroi exprimé par $\dot{\gamma}_p = 8v/D_i$ où v est la vitesse moyenne du fluide dans la conduite et D_i , le diamètre du conduit. La relation obtenue est de la forme :

$$d_{32} = \frac{C_1}{\dot{\gamma}_p^c} \quad \text{Équation 2-30}$$

La valeur du paramètre c est différente suivant que le rapport des viscosités est supérieur ou inférieur à 1. Elle semble aussi influencée par la viscosité de la phase continue. Sa valeur est de 0,5 lorsque le rapport est inférieur à 1 et de 1,0 lorsqu'il lui est supérieur. La constante C_1 semble être une fonction du nombre de mélangeurs, de leur taille et de la fraction volumique de la phase dispersée.

Les seuls autres résultats trouvés dans la littérature se rapportant à la dispersion dans les mélangeurs statiques proviennent du fabricant Sulzer [Mutsakis et al, 1986]. Ils présentent le nombre capillaire critique évalué dans un mélangeur SMX pour des rapports de viscosités newtoniennes tous inférieurs à 1 (Figure 2-14). Les valeurs de nombres capillaires critiques obtenues pour le mélangeur sont toutes regroupées sur une courbe qui se positionne entre celle du cisaillement simple et l'élongation déjà présentées sur la Figure 2-6. La courbe situerait le mélangeur très près des conditions d'élongation avec une faible composante rotationnelle. L'inspection de la Figure 2-9, présentant les résultats de Rauline [Rauline et al. 1998], révèle une variation de α autour de 0,6. Cette valeur est une moyenne

sur plusieurs sections du mélangeur et ne donne pas d'indications sur les valeurs locales de α aux mêmes positions. On sait que ce sont ces valeurs locales qui régissent le résultat de la dispersion [Villemaux 1988].

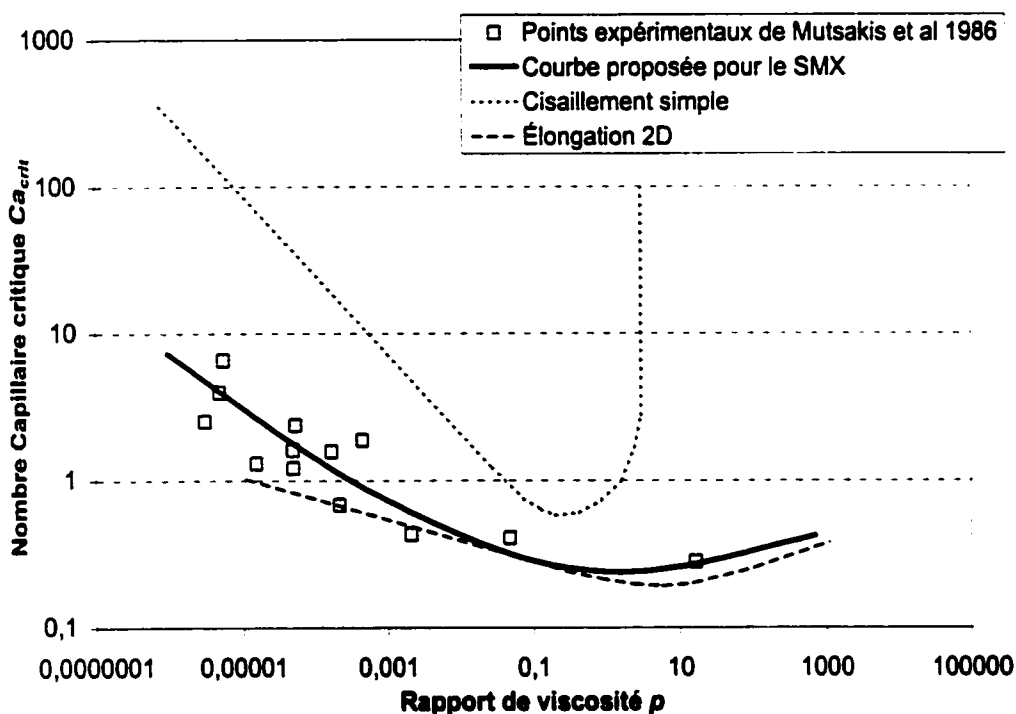


Figure 2-14 Nombre capillaire critique obtenu avec le mélangeur SMX par rapport à celui pour le cisaillement simple et l'élongation [Mutsakis et al 1986].

Les courbes du nombre capillaire critique en fonction du rapport des viscosités sont toutes obtenues pour des contraintes stables, en écoulement à deux dimensions et en régime permanent. Les mesures de tailles faites à la sortie d'un mélangeur SMX le sont sur des gouttes n'ayant rencontré aucune de ces conditions. L'écoulement y est tridimensionnel, non-symétrique et la valeur des contraintes imposées par l'écoulement n'est jamais constante. Sur cette base de comparaison, que les valeurs de nombre capillaire

du SMX se retrouvent entre celles fournies pour l'élongation et le cisaillement simple n'apporte pas vraiment d'informations supplémentaires.

Dans le but de mettre en évidence ce que Grace pensait être le résultat des instabilités capillaires, il a aussi employé son mélangeur Kenics dans une configuration permettant des zones de relaxation entre les groupes d'éléments du mélangeur. Il a obtenu un diamètre moyen plus petit que sans zones de relaxation. La puissance requise ($\Delta P * Q_T$) pour l'obtention de tailles comparables est donc plus faible. Il a ainsi mis en évidence l'efficacité de la relaxation des contraintes sur une goutte déformée pour la mener à la rupture.

Bien que Grace ait attribué ce résultat à la croissance des instabilités capillaires, l'expérimentation a plutôt montré que cette rupture est attribuable à des phénomènes de tension interfaciale et à des variations répétées dans le caractère de l'écoulement [Stone, 1994]. Ces points ont été évoqués lors de la présentation des conclusions relatives aux travaux de Bentley et Leal concernant les effets transitoires de l'écoulement sur la rupture de gouttes. Le temps requis pour mener un filament étiré jusqu'à la rupture par instabilité capillaire est beaucoup trop long si l'on se fie aux résultats présentés par Tjahjadi [Tjahjadi et al., 1992].

2.2.5.4 *Dispersion en régime turbulent avec des mélangeurs statiques*

La majorité des travaux de dispersion avec des mélangeurs statiques se sont effectués en un régime d'écoulement turbulent. Le tableau suivant dresse le bilan de toutes les corrélations trouvées pour la dispersion dans les mélangeurs Sulzer en général et pour le

mélangeur Kenics. Quelques corrélations ont été ajoutées pour d'autres mélangeurs afin de mettre en évidence les similitudes entre les résultats obtenus. Les corrélations les plus significatives ont été traitées dans les paragraphes précédents.

Tableau 2-5 Corrélations développées pour la dispersion de liquides et de gaz dans les mélangeurs statiques les plus répandus.

Auteur	Mélange ur	Corrélation	Note	Mesure des tailles
Middleman 1974	Kenics	$\frac{D_{32}}{D_i} = C We^{-0,6} Re^{0,1}$	<ul style="list-style-type: none"> • $\phi < 1\%$; $0,7 < C < 1,5$ • Distributions de tailles en loi normale • D_h ne devrait pas être utilisé • Néglige l'effet de Re 	<ul style="list-style-type: none"> • Photos en ligne, Appareil 35 mm, Objectif 135 mm, Flash 5 μs • Classes de 10-20 μm • Comptage manuel
Streiff 1977	Sulzer SMV	$\frac{D_{32}}{D_h} = 0,21 We^{-0,5} Re^{0,15}$	<ul style="list-style-type: none"> • $\phi < 25\%$; G/L et L/L • Relation de Lockart-Martinelli convient au calcul de la perte de charge avec G/L. • Fraction volumique sans effet apparent 	<ul style="list-style-type: none"> • Photographie en ligne
Al-Taweel et Walker 1983	Lightnin	$\frac{D_{32}}{D_h} = C We^{-0,6} Ne^{-0,4} (T)$		<ul style="list-style-type: none"> • En ligne - atténuation laser • Donne D_{32} uniquement
Streiff et Jancic 1984	Sulzer SMV	$\frac{D_{32}}{D_h} = 0,12 We^{-0,5} Re^{0,15}$	<ul style="list-style-type: none"> • v = vitesse relative entre phases 	<ul style="list-style-type: none"> • Non spécifiée
Sembira et al. 1986	Sulzer SMV	$\frac{D_{32}}{D_h} = 0,047 + 0,197 We^{-0,5} Re^{0,15} (316 SS)$ $\frac{D_{32}}{D_h} = -0,3 + 0,91 We^{-0,5} Re^{0,15} (316 SS + Teflon)$	<ul style="list-style-type: none"> • Influence de la mouillabilité des surfaces du mélangeur sur l'inversion de phase 	<ul style="list-style-type: none"> • En ligne - photos et sonde • Sonde donne D_{32} uniquement • Mesure 0,2 à 2 mm
Haas 1987	Kenics	$\frac{D_{32}}{D_i} = 1,2 We^{-0,65} Re^{0,2} \left(\frac{\mu_d}{\mu_c} \right)^{0,5}$	<ul style="list-style-type: none"> • $0,6 D_{max} = D_{32}$ • Semblable à Middleman 	<ul style="list-style-type: none"> • Hors ligne - solidification • Danger de coalescence

Tableau 2-5 Suite

Eichells et al. 1987	Kenics	$D_{32} = C_n \left(\frac{We_\epsilon (1 + BV_i)}{2} \right)^{0,6} \left(\frac{\sigma}{\rho_c} \right)^{0,2} \left(\frac{\rho_c}{\rho_d} \right)^{-0,4} \epsilon^{0,2}$ $Vi = \eta_d \frac{\epsilon D_{max}}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_d}}$	<ul style="list-style-type: none"> C_n = fonction du mélangeur et du diamètre à calculer (D_{min}, D_{50}, D_{32}, D_{max}). $1,1 < B < 1,5$ $0,6 < We_\epsilon < 1,6$ 	
Berkman et Calabrese 1988	Kenics	$\frac{D_{32}}{D_i} = 0,49 We^{-0,6} \left(1 + 1,38 Vi \left(\frac{D_{32}}{D_i} \right)^{1/3} \right)^{0,6}$ $Vi = \eta_d \frac{\nu}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_d}}$ $\frac{D_{32}}{D_i} = C_1 We^{-0,6} f^{-0,4} \left(1 + C_2 f^{1/3} Vi \left(\frac{D_{32}}{D_i} \right)^{1/3} \right)^{0,6}$	<ul style="list-style-type: none"> $0,66 D_{max} = D_{32}$; $\phi < 0,1\%$ $0,49$ et $1,38$ = fonction du type de mélangeur (rotatif ou statique), distribution spatiale de ϵ, du mécanisme de rupture. Valide pour $Re > 12\ 000$ 	<ul style="list-style-type: none"> Photos en ligne, Appareil 35 mm, Objectif 55 mm, Flash 30 μs Grossissement 1,5 à 3x 100-300 Gouttes/Dist.
Streff 1991	SMR	$D_{32} = C_n \left(\frac{We_\epsilon (1 + BV_i)}{2 \left(1 + 7 \frac{D_{32}}{D_h} \right)} \right)^{0,6} \left(\frac{\sigma}{\rho_c} \right)^{0,6} \left(\frac{\rho_c}{\rho_d} \right)^{0,2} \epsilon^{-0,2}$ $D_{32} \propto (1 + K \varphi)$	<ul style="list-style-type: none"> Correction de We_ϵ pour les petits D_h $0,6 D_{max} = D_{32}$ $K = 1,7$ pour système Air/Eau, écoulement vertical bas > haut $K = 3,4$ pour système Air/Eau, écoulement horizontal ou vertical haut > bas Valide pour les mélangeurs statiques en général 	
El-Hamouz 1994	Lightnin	$D_{32} \propto We^{-a}, \quad 0,71 < a < 0,83$ $D_{32} \propto \epsilon^{-b}, \quad 0,49 < b < 0,6$	<ul style="list-style-type: none"> $\phi < 0,5\%$ 	<ul style="list-style-type: none"> En ligne - Malvern diffraction laser

Tableau 2-5 Suite

Al-Taweel et Chen 1996	Screen Mesh	$D_{32} = 0,682 [We_{jet}^{-0,859} \varphi^{0,875} \left(\frac{l}{L}\right)^{0,33}]$	<ul style="list-style-type: none"> • l = épaisseur des fils du treillis • L = ouverture entre les fils 	<ul style="list-style-type: none"> • Même que Al-Taweel 83
Streiff et al. 1997	Sulzer	$D_{32} = C_n (1 + K \varphi) \left(\frac{We_c (1 + BVi)}{2} \right)^{0,6} \left(\frac{\sigma}{\rho_c} \right)^{0,6} \left(\frac{\rho_c}{\rho_d} \right)^{0,1} \varepsilon^{-0,4}$ D_1 D_{min} D_{10} D_{50} D_{32} D_{90} D_{max} C_n 0,2 0,35 0,6 0,65 0,85 1,0	<ul style="list-style-type: none"> • $We_c = 1,8$ • $B = 0,3;$ • $\phi < 1\% \text{ G/L}; \phi < 40\% \text{ G/L}$ • Testée pour des ε élevées, 500-1000 kW/kg • $0,65 D_{max} = D_{32}$ • $20 < Re < 150000$ • Mélanges : SMX, SMXL, SMV, SMF, SMR 	<ul style="list-style-type: none"> • Spectromètre à diffraction laser • Mesure dans un courant by-pass après dilution • Problèmes d'indices de réfraction - correction des distributions • Néglige la coalescence

2.3 DISPERSION DE PARTICULES DANS UNE PHASE LIQUIDE

L'objectif de cette section est de faire le point sur les travaux relatifs à la dispersion de particules solides dans une phase liquide en traitant d'abord les phénomènes au niveau de la particule pour ensuite présenter les résultats obtenus avec les mélangeurs statiques.

2.3.1 Phénomènes impliqués dans la dispersion de particules

2.3.1.1 Cohésion

Nous avons montré au premier chapitre que les particules unitaires peuvent s'unir en structures compactes qui pourront par la suite former des floccs. En fonction de l'écoulement environnant les floccs, ceux-ci pourront se détruire et se reformer. Si le temps est assez long, cette dynamique de formation-rupture peut atteindre l'équilibre. Tout comme pour la rupture des gouttes avec le nombre capillaire, il existe un nombre représentant les forces en jeu. Il s'agit du nombre de Fragmentation [Ruei *et al.* 1990]:

$$Fa = \frac{\eta u}{\sigma_s} \quad \text{Équation 2-31}$$

Ici, σ_s représente la cohésion des agglomérats. La mesure de cette cohésion représente la plus grande source d'incertitude expérimentale. Il existe plusieurs méthodes pour la déterminer : pénétration d'un poinçon [Lee *et al.* 1993], flexion [Kendall 1988], traction.

Le modèle de Rumpf considère des structures formées de sphères identiques, réparties uniformément dans le volume de l'agglomérat et liées à leurs voisines par des forces de Van der Waals. La rupture se produit dans tout l'agglomérat en même temps. On exprime la cohésion par :

$$\sigma_s = \frac{H}{48l^2 D_s} \frac{\phi}{1-\phi} \quad \text{Équation 2-32}$$

Dans cette expression de la cohésion, l est la distance séparant le centre de deux particules voisines dans l'agglomérat, D_s le diamètre des particules considérées, H la constante de Hamaker (10^{-19} J) et ϕ , la fraction volumique des particules.

Un second modèle considérant une fracture qui prend sa source dans un défaut et qui se propage ensuite dans l'agglomérat est aussi proposé [Kendall 1988]. On y représente la cohésion par :

$$\sigma_s = 15,6 \frac{\Gamma^{1/6} \Gamma_c^{5/6}}{\sqrt{D_s c}} \phi^4 \quad \text{Équation 2-33}$$

Ici, Γ est l'énergie de surface, Γ_c l'énergie de fracture et c , la taille initiale du défaut. Dans le cas où on n'impose pas de défaut, on utilise la taille des particules D_s .

Il existe des divergences entre les deux modèles. Par exemple, pour des particules d'oxyde de titane, certains montrent que le modèle de Rumpf représente bien la situation [Lee et al. 1993] alors que d'autres affirment que les défauts ont une influence marquée sur la rupture et que ce modèle ne fonctionne pas [Kendall 1988]. Pour du noir de carbone, des travaux montrent que les agglomérats sont bien représentés par le modèle de Rumpf [Li et al. 1997; Lee et al. 1993].

2.3.1.2 Rupture

La rupture d'un agglomérat se fait en un très court instant par opposition avec l'érosion qui est un processus s'étirant sur une longue période. Toujours dans le groupe de Manas, il a été démontré qu'un nombre de Fragmentation critique peut être obtenu de la même

façon qu'un nombre capillaire avec des liquides. La rupture de l'agglomérat ne survient que lorsque cette valeur critique est atteinte. Dans ces travaux [Ruzi et al 1990], on montre que la contrainte visqueuse critique à appliquer pour briser l'agglomérat est proportionnelle à sa masse volumique. Il ressort aussi que le cisaillement est l'écoulement le plus efficace pour rompre les agglomérats de par la nature de l'écoulement à forcer une rotation. Ce mouvement finit par orienter l'agglomérat dans une position où il est le plus facile à briser.

2.3.1.3 Érosion

L'érosion se produit alors que les contraintes sont encore trop faibles pour mener l'agglomérat à la rupture. Les fragments engendrés ont une taille d'au moins un ordre de grandeur inférieure à celle de l'agglomérat duquel ils sont issus. Au début du processus d'érosion, la cinétique de réduction de taille peut être représentée par :

$$\frac{R_0 - R(t)}{R_0} = k_e \gamma t \quad \text{Équation 2-34}$$

dans laquelle R_0 est le rayon de l'agglomérat initial, $R(t)$ le rayon au temps t , k_e une constante cinétique sans dimensions et représentative de l'érosion. Pour des expériences avec des particules agglomérées mais sans forces d'attraction entre elles [Powell et Mason 1982], le caractère de l'écoulement (α) et le rapport D_s/R_0 se sont révélés les paramètres ayant la plus grande influence.

2.3.1.4 Agglomération

Lorsque deux particules solides entrent en contact, plusieurs forces sont mises en jeu et le résultat de la collision peut varier énormément suivant le type de force qui domine. On considère ici qu'une particule peut être une particule unitaire ou un agrégat compact de

plusieurs particules unitaires. L'agglomération « définitive » de particules est le résultat de leur contact sur une grande surface et provient des forces de Van Der Waals. On peut entraîner la rupture du solide formé mais des forces importantes devront être mises en œuvre. Elles ne pourront généralement qu'être fournies par des sources mécaniques externes. Si le contact n'offre pas suffisamment de surface, la force requise ne sera pas aussi élevée et il sera possible de briser le lien créé. Ce lien pourra éventuellement se reformer lors d'un contact ultérieur. C'est ce que l'on décrit comme le processus de floculation. Les forces nécessaires à la rupture des nouveaux agglomérats, les floccs, sont beaucoup plus faibles et peuvent provenir de forces visqueuses par exemple. Les mélangeurs statiques démontrent clairement un potentiel pour ce genre d'application.

Si les particules peuvent s'accoler, elles se repoussent aussi mutuellement par un phénomène électrique. À cette force de répulsion est associé le potentiel de surface ou potentiel zêta. Il fournit une mesure de la force de répulsion résultante entre particules. Il est relié à leur charge de surface et aux ions présents dans la phase continue.

Le processus rupture – formation entraîne aussi une dépendance de la taille des agrégats suivant le temps. En effet, dans un écoulement suffisamment fort pour briser des agrégats, on constate que la viscosité diminue dans le temps pour éventuellement atteindre une valeur d'équilibre. Cette diminution correspond à la rupture des floccs et l'atteinte d'une valeur stable marque l'atteinte d'une taille moyenne réduite de ces structures. En provoquant un écoulement encore plus fort, on rompt éventuellement tous les floccs et on peut les ramener à la taille initiale des agrégats.

Curieusement, le cisaillement peut aussi être promoteur de floculation. Dans ce cas comme dans celui de la coalescence, les effets viscoélastiques ont un impact négatif [Mifflin et Schowalter, 1988]. Le nombre de particules présentes dans un floc peut être évalué approximativement avec [Barnes et Holbrook, 1993] :

$$N_{particules} = \left(\frac{R_0}{D_s} \right)^2 \quad \text{Équation 2-35}$$

dans laquelle R_0 est le rayon initial du floc. Cette formule est pratique pour évaluer la fraction volumique effective des flocs. Cette variable intervient souvent dans les calculs de viscosité.

2.3.1.5 Comportement rhéologique

Cette section aborde, d'une manière générale, la rhéologie des suspensions de solides. Le texte porte sur des éléments généraux visant à rendre ce document complet. De plus, la difficulté de caractérisation que posent les suspensions incite à une certaine prudence.

Une fois les particules solides bien réparties dans la matrice liquide, leur concentration, leur forme, leur distribution de taille et les interactions entre particules ont une influence directe sur la rhéologie et les propriétés de la dispersion produite. De plus, la vitesse de cisaillement et le temps interviennent eux aussi dans la représentation des phénomènes [Quémada 1985a].

La Figure 2-15 présente l'allure générale la plus répandue d'une courbe de viscosité en fonction de la vitesse de cisaillement [Windhab 1996]. Il faut en effet dire que toute la lumière n'a pas encore été faite sur ce sujet qui demeure un domaine d'étude en pleine activité. La première zone se situe à faible vitesse de cisaillement où l'on montre un plateau

à viscosité constante (—) ou bien la présence d'une contrainte seuil (- - -). Les particules seraient alors relativement ordonnées. Dans la seconde zone, lorsque le cisaillement augmente, la viscosité décroît suivant une relation en puissance de $\dot{\gamma}$. Les particules se seraient alors arrangées en couches qui glissent les unes sur les autres. Elles migrent à partir des régions où le cisaillement est plus élevé vers celles où il est moins intense. Le fluide ainsi libéré de ses particules peut lubrifier l'écoulement le long des parois [Kahon *et al* 1993]. Ce phénomène de migration peut même provoquer une augmentation de concentration jusqu'à l'entassement maximum possible dans les zones à faible cisaillement [Koh *et al* 1994]. Dans la troisième zone, la viscosité reste à nouveau constante. Si la vitesse de cisaillement est encore augmentée, la viscosité peut parfois présenter une élévation marquée de sa valeur (- - -). Les couches initialement formées seraient alors déstabilisées provoquant une augmentation rapide de la viscosité [Boersma *et al* 1990ab]. Ce ne sont toutefois pas toutes les dispersions de solides qui présentent un tel comportement.

La fraction volumique des particules conditionne le comportement qui vient d'être illustré. Il existe plusieurs modèles pour représenter son effet sur la viscosité, dans les zones où le comportement est newtonien (I et III, traits pleins). Ces modèles tiennent compte de l'entassement maximum possible des particules ϕ_m et de leur fraction volumique réelle ϕ . Une représentation théorique attribuée à Einstein [1906] relie la viscosité du milieu continu à la fraction volumique par l'équation :

$$\eta = \eta_c (1 + 2,5\phi)$$

Équation 2-36

Le principal défaut du modèle réside dans sa simplicité. En effet, rien ne permet de tenir compte de l'interaction entre les particules, situation toujours présente à des fractions volumiques supérieures à quelque pour cents.

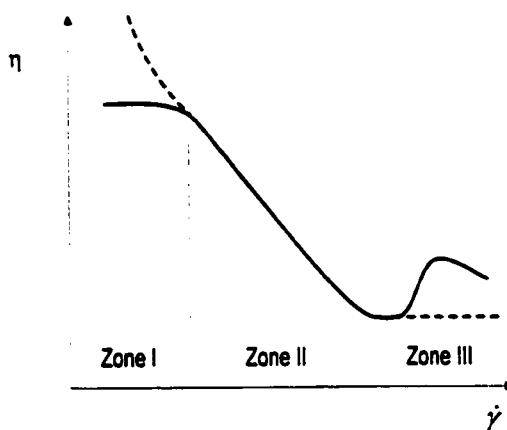


Figure 2-15 Courbe type de viscosité - vitesse de cisaillement pour une suspension de particules

Il existe toute une gamme de modèles couvrant les situations plus complexes, avec des fractions volumiques de solides plus proches des conditions rencontrées dans le monde industriel. Suivant Barnes [Barnes et Holbrook 1993], le modèle le plus flexible est celui de Krieger et Dougherty publié en 1959 :

$$\eta = \eta_c \left[1 - \frac{\phi}{\phi_m} \right]^{-[\mu] \eta_m} \quad \text{Équation 2-37}$$

Dans cette expression, $[\mu]$ est la viscosité intrinsèque c'est-à-dire l'ordonnée à l'origine d'un graphique montrant $\ln(\eta/\eta_c)$ en fonction de la fraction volumique.

Plus complexe, le modèle phénoménologique de Quémada [Quémada 1985b] permet une représentation de la rhéofluidifiante à l'aide de quatre paramètres obtenus par calage des données expérimentales. La viscosité est liée à la fraction volumique par la relation :

$$\eta = \eta_c [1 - 0,5g(\phi, \dot{\gamma})\phi]^P \quad \text{Équation 2-38}$$

La fonction $g(\phi, \dot{\gamma})$ comprend les quatre constantes mentionnées et permet de tenir compte de la variation de la viscosité avec le cisaillement.

Bien que la quantité de particules soit un facteur important du point de vue viscosité, les effets de forme et de distribution de taille ne peuvent être négligés lorsque la fraction volumique s'approche du maximum. Le modèle de Krieger-Dougherty tient compte de ces deux facteurs par la viscosité intrinsèque et l'entassement maximum ϕ_M . Il est facile d'entasser plus étroitement des cubes que des sphères, d'où l'effet positif sur ϕ_M . En contrepartie, le glissement entre cubes empilés aléatoirement est plus difficile qu'entre sphères ce qui a un effet négatif sur la viscosité intrinsèque. De plus, une large distribution des tailles facilite les glissements car les petites particules s'intercalent entre les plus grandes.

Le phénomène de rhéoépaississement qui se produit au-delà d'un cisaillement donné peut être prédit de façon approximative suivant la fraction volumique et la taille des particules. Des travaux montrent que la distribution des tailles n'influence que l'augmentation de viscosité [Boersma et al 1990a]. Un bilan des forces de répulsion électrostatique et visqueuses permet d'évaluer la vitesse de cisaillement critique à laquelle commence le rhéoépaississement montré sur la Figure 2-15 dans la Zone III. Les simulations effectuées par Boersma et al. [1990b], traitent des particules initialement disposées en couches ordonnées. Les simulations révèlent que le passage brusque d'une structure ordonnée à une structure complètement anarchique provoque le rhéoépaississement. Le passage se fait à la valeur de la vitesse de cisaillement critique.

Pour représenter la courbe de viscosité sur toute la plage des vitesses de cisaillement, on peut par exemple ajouter un terme correctif au modèle de Cross [Roper et Attal 1993] pour obtenir le modèle de Cross-Gillespie. Le principal attrait du modèle obtenu (modèle de Cross-Gillespie) est qu'il permet la représentation du changement dans l'allure de la courbe de viscosité à partir d'une vitesse de cisaillement critique.

$$\eta = \eta_{\infty} + \frac{\eta_0 - \eta_{\infty}}{1 + k\dot{\gamma}^{1-n}} + \frac{C_1\dot{\gamma}}{(C_2 + \dot{\gamma})^2} \quad \text{Équation 2-39}$$

Deux constantes supplémentaires à celles de la loi de puissance (k et n) sont utilisées. La première (C_1) contrôle l'amplitude de l'augmentation de viscosité dans la Zone III et la seconde, C_2 , correspond à la vitesse de cisaillement critique qui peut être déterminée expérimentalement ou évaluée suivant les travaux de Boersma [Boersma et al 1990ab].

2.3.2 Dispersion de solides dans les mélangeurs statiques

La littérature montre plusieurs exemples d'applications où l'emploi de mélangeurs statiques a mené à de meilleures performances. L'industrie des pâtes et papiers n'est pas exclue [par exemple, Isom 1994]. Aucun travail couvrant les mêmes aspects que celui de Grace [1982] en dispersion de liquides n'a pu être trouvé.

À la suite de la section précédente sur les phénomènes régissant la dispersion des particules solides, on réalise que les travaux issus du milieu de l'extrusion de polymères procurent une bonne source d'informations. La différence avec ce travail est souvent dans les tailles considérées. En effet, on ne considère ici que des situations dont les particules ou gouttes ont une taille supérieure à $1\mu\text{m}$ mettant ainsi de côté les notions se rattachant à la physique des colloïdes.

Des particules ayant une taille bien inférieure à l'ordre du micromètre, lorsqu'elles sont dispersées dans un liquide, forment des agrégats compacts à l'intérieur desquels les particules sont fortement liées entre elles. À leur tour, ces agrégats forment des floccs ou des agglomérats et cette fois les composants sont liés bien moins fortement entre eux. Si des écoulements ne peuvent arriver à détruire des agrégats, des floccs peuvent se voir détruits par les forces résultantes de l'écoulement qui les entoure. C'est l'objectif du procédé de dispersion de solides.

Le problème souvent relevé lors du traitement de solide est le colmatage rapide de la section d'écoulement engendré par le dépôt de solides sur certaines parties ou zones particulières. Développé pour les pâtes de papier, un critère de turbulence minimum est proposé par Sulzer – Koch, un fabricant. Il permet de déterminer la vitesse à maintenir dans le mélangeur pour éviter ce problème [Isom, 1994]. Le seul paramètre est la consistance de la pâte, C . La relation est la suivante :

$$v_{\min} = C^{0,49} \quad \text{Équation 2-40}$$

Cette méthode revient en fait à calculer les forces requises par l'écoulement pour briser les agrégats de pâte qui se sont formés. L'utilisation de la consistance de la pâte est semblable à l'utilisation de la viscosité.

Des auteurs ont testé l'emploi de mélangeurs SMX dans la préparation de matériaux composites [Barresi *et al.* 1996; 1997]. Leur but est de réduire l'apport énergétique lors de la préparation initiale du mélange de poudres nécessaires à la composition du matériau. Deux suspensions pré-dispersées dans l'eau sont mélangées avec un SMX. Les particules ont des tailles moyennes très faibles de l'ordre du micron. Les suspensions utilisées ne sont

toutefois pas très concentrées avec des valeurs comprises entre 20 et 30% en solides. La viscosité est donc faible, de l'ordre de 5 mPa.s. Ces auteurs concluent que le SMX n'engendre pas d'attrition et ne réduit donc pas la taille des agglomérats. Étant donnée la faible viscosité des suspensions utilisées de même que leur faible teneur en solides, une telle conclusion était prévisible.

2.4 CARACTÉRISATION DES MÉLANGEURS

2.4.1 Vitesse de cisaillement caractéristique

2.4.1.1 Une phase

L'idée du calcul d'un cisaillement caractéristique dans le mélangeur est intéressante puisqu'elle apporte une information directe sur le type d'écoulement généré par le mélangeur. Elle est construite sur la généralisation du nombre Reynolds pour des fluides ayant une viscosité répondant à un modèle en loi de puissance. Le développement initial de la méthode provient des travaux de Metzner et Reed [1955] pour des géométries simples dont le profil de vitesse peut être calculé analytiquement. Il fut modifié avec l'apport de Kozicki [1966, 1973] qui définit un Re généralisé s'exprimant :

$$Re_g = \frac{\rho \bar{v}^{2-n} D_h^n}{k f(n)^n \xi^{n-1}} \quad \text{Équation 2-41}$$

Dans les travaux de Metzner et Reed, effectués pour des conduits présentant une section d'écoulement simple, la fonction $f(n)^n$ est calculée analytiquement par l'entremise des profils de vitesse. Elle correspond en fait à la correction de Rabinovitch [Macosko 1994]. Pour Kozicki, elle prend la forme plus générale de l'Équation 2-42 :

$$f(n) = \frac{(\nu n + 1)}{((\nu + 1)n)} \quad \text{Équation 2-42}$$

Le paramètre ν est relié à la géométrie de la section d'écoulement. Dans tous les cas, ξ est égal au produit du facteur de friction par le nombre de Reynolds généralisé.

Une addition à cette méthode consiste à jumeler la fonction $f(n)^n$ et le paramètre ξ en une seule constante devant être déterminée expérimentalement. Bien que l'amalgame de ces deux termes ne soit fondé sur aucune théorie, le calcul utilisant cette méthode montre des valeurs très proches des expériences. De récents travaux sur les échangeurs à géométrie complexe non conventionnelle utilisent cette technique pour le calcul de la perte de charge [Delplace et Leulliet, 1995].

Une méthode proche consistant à calculer une constante représentative de la géométrie a été développée depuis longtemps en agitation mécanique [Metzner et Otto 1957]. Elle est maintenant très utilisée [Doraiswamy et al. 1994] car elle permet de calculer la puissance requise pour l'agitation de fluides non newtoniens. L'hypothèse de base est que le mouvement du fluide dans la cuve peut être représenté par une vitesse de cisaillement moyenne ou effective. Elle est reliée à la vitesse de rotation de l'agitateur par la relation linéaire :

$$\dot{\gamma}_{eff} = K_s N \quad \text{Équation 2-43}$$

K_s est cette constante fonction uniquement de la géométrie et indépendante des conditions d'écoulement. Cette invariabilité ne fait pas l'unanimité.

On détermine la valeur de K_s par l'entremise de la courbe N_p vs Re obtenue pour un mélangeur donné avec une fluide newtonien. À partir de mesures de couple obtenues pour

le mélange d'un fluide non newtonien, on peut calculer N_p et obtenir le nombre de Reynolds effectif. L'intérêt de ce calcul n'est pas le nombre de Reynolds en lui-même mais le fait qu'il permette de remonter à une viscosité effective :

$$\eta_{eff} = \frac{D^2 N_p \rho}{Re_{eff}} \quad \text{Équation 2-44}$$

Cette viscosité correspond à celle d'un fluide newtonien qui exigerait la même puissance d'agitation aux conditions employées. On la nomme aussi viscosité de procédé. La courbe d'écoulement du fluide non newtonien est alors utilisée pour obtenir la vitesse de cisaillement effective correspondant à cette viscosité. On détermine finalement K_s par l'Équation 2-43.

La procédure de détermination du K_s d'un mélangeur statique suit le même cheminement. Avec un fluide non newtonien, des mesures de pertes de charge permettent le calcul d'un nombre de Reynolds effectif par la relation Ne vs Re . Cette relation est obtenue premièrement pour un fluide newtonien et correspond souvent à la seule information disponible pour le calcul de la perte de charge dans le mélangeur en question. On la retrouve en effet dans les prospectus de vente [*Sulzer; Cheminier*]. La viscosité effective, par l'entremise de la courbe d'écoulement du fluide non newtonien, permet d'obtenir une vitesse de déformation effective du mélangeur. La viscosité effective est aussi appelée viscosité de procédé. Elle permet de remonter à la valeur du K_s et s'exprime :

$$\dot{\gamma}_{eff} = K_s \frac{Q}{V_M} \quad \text{Équation 2-45}$$

On peut déterminer K_s expérimentalement bien sûr mais aussi par simulations. Dans un cas comme dans l'autre, il suffit de procéder à deux études de consommation de puissance,

une première avec un fluide newtonien et une seconde avec un fluide non newtonien. Une fois K_s connu pour un mélangeur donné, on peut calculer la consommation de puissance qui sera nécessaire pour n'importe quel fluide en utilisant le concept de la viscosité de procédé. C'est l'intérêt majeur apporté par la détermination du K_s . Un avantage supplémentaire provient du fait que l'on peut procéder à ce type d'étude par simulations.

Les résultats de caractérisation de K_s dans les mélangeurs statiques ne sont pas nombreux, contrairement aux agitateurs en cuve [Brño de la Fuente 1993; Coulson et Richardson 1993]. Dans le but d'illustrer et de fournir une représentation de valeurs typiques de K_s , le Tableau 2-6 donne quelques valeurs de référence pour des agitateurs mécaniques souvent retrouvés dans l'industrie.

Tableau 2-6 Valeurs de K_s pour différents types d'agitateurs mécaniques utilisés dans l'industrie.

Agiteur	K_s
Turbine à 6 pales droites	11,5
Hélice marine à 3 pales	10
2 pales droites	10
Ancre	11
Ruban hélicoïdal	20

Arzate [1999] présente des résultats expérimentaux pour deux mélangeurs statiques semblables à des LPD. Un des mélangeurs est identique à ce qui a été présenté en introduction avec des lamelles à 90 degrés (Figure 1-8) alors que le second comporte des lamelles disposées suivant un angle de 60 degrés entre elles. Les valeurs de K_s ainsi obtenues sont 11 et 14 respectivement. Les fluides expérimentaux sont caractérisés par des indices de rhéofluidifiante compris entre 0,15 et 0,3.

Des valeurs de K_f ont aussi été obtenues par simulations pour des mélangeurs LPD [Jeanson 1995]. Les valeurs présentées sont de 18,3 pour 1 élément de mélange et de 17,8 pour 2 éléments. Les conditions simulées ne montrent pas de variations du K_f pour des fluides dont l'indice de rhéofluidificance est compris entre 0,2 et 0,8. Le débit ne montre pas d'effet sur K_f , malgré un rapport de 50 entre le minimum et le maximum simulé.

2.4.1.2 Deux phases

Si la constante K_f fournit une caractéristique de la géométrie en termes d'agitation, la vitesse de cisaillement effective permet de représenter la géométrie en termes de dispersion.

La corrélation reliant le nombre capillaire au rapport de viscosité est au cœur du calcul (Figure 2-6). On la combine avec la taille moyenne mesurée des bulles (D_g) aux conditions opératoires utilisées. Le calcul s'effectue suivant les mêmes étapes et utilise les mêmes corrélations que Grace [1982] :

- 1- En cisaillement simple et $p < 0,1$, calculer le nombre Capillaire avec :

$$Ca_{crit} = 0,18 p^{-0,54} \quad \text{Équation 2-46}$$

- ou bien, en élongation et avec $p > 1,0$:

$$Ca_{crit} = 0,2 p^{-0,142} \quad \text{Équation 2-47}$$

- 2- Calculer la vitesse de cisaillement effective reliée à celle calculée par Grace :

$$\dot{\gamma}_{eff} = Ca_{crit} \frac{\sigma}{D_g/2} \frac{1}{\eta_c} \quad \text{Équation 2-48}$$

La courbe du cisaillement effectif en fonction du cisaillement à la paroi ($8v/D$) tracée par Grace montre deux sections distinctes correspondant à des rapports de viscosité supérieurs ou inférieurs à 1. La pente y est alors respectivement de 0,5 et 1 montrant ainsi une meilleure efficacité dans ce cas plus facile. Le résultat n'est pas surprenant puisque le mélangeur Kenics est réputé ne créer pratiquement aucun écoulement élongationnel nécessaire à la réduction de taille dans les cas défavorables de rapport de viscosité.

On peut faire le parallèle avec le calcul du K_r pour une seule phase en calculant un $K_{S\text{ dispersion}}$ pour l'élongation et le cisaillement une fois la vitesse de cisaillement effective connue. L'utilisation de l'Équation 2-45 avec la vitesse de cisaillement égale à la vitesse de cisaillement effective fournie par Grace donne ainsi :

- Élongation : $K_{S\text{ dispersion}} = 1,4$
- Cisaillement simple : $K_{S\text{ dispersion}} = 60$

Ces valeurs correspondent à une caractérisation du mélangeur Kenics en dispersion. Il n'existe pas de valeurs comparables pour le mélangeur SMX ou tout autre mélangeur statique.

2.4.2 Distribution des temps de séjour

Dans la conception d'un réacteur en cuve, le temps de réaction est un des principaux critères influant sur les dimensions. Le temps de séjour dans un réacteur continu joue le même rôle. En raison de l'écoulement et du profil dans la section, toutes les particules fluides n'ont pas le même temps de séjour dans le réacteur. Les obstacles du réacteur pourront eux aussi contribuer à la variation des temps de séjour.

En mesurant le temps mis par un grand nombre d'éléments fluides à traverser le réacteur, on obtient une distribution des temps de séjour notée DTS et exprimée avec $E(t)$. On peut voir $E(t)dt$ comme la probabilité qu'un élément fluide mette un temps compris entre t et $t+dt$ pour traverser le réacteur [Buffam et Nauman 1983]. L'uniformisation des temps de séjour se fait en divisant les temps obtenus par le temps de séjour moyen. On obtient ainsi des valeurs normées de temps et qui sont notés θ . La première fonction liée à $E(\theta)$:

$$F(\theta) = \int_0^{\theta} E(\theta) d\theta \quad \text{Équation 2-49}$$

donne la probabilité qu'un élément fluide ait un temps de séjour inférieur ou égal à θ . Elle peut être obtenue expérimentalement en imposant une variation en échelon dans les conditions d'entrée. La fonction complémentaire « Wash out function » :

$$W(\theta) = \int_{\theta}^{\infty} E(\theta) d\theta \quad \text{Équation 2-50}$$

exprime la probabilité que le temps de séjour soit supérieur ou égal à une valeur de temps θ . Elle peut être obtenue par un échelon négatif dans les conditions d'entrée. Il va de soi que la somme des deux fonctions à un temps donné doit être égale à 1,0.

La particularité et l'intérêt des mélangeurs statiques comme réacteurs résident dans la DTS étroite qu'ils engendrent. Le graphique de la Figure 2-16 montre des courbes modèles de $F(\theta)$ et inclut une courbe type pour le mélangeur SMX [Sulzer 1991] et le Kenics [Cheminier]. Une DTS étroite peut être assimilée à un écoulement piston si elle est poussée à la limite. Dans ces conditions, un nombre sans dimension sert à représenter la dispersion dans le sens axial. C'est le nombre de Péclet, noté Pe qui peut être écrit suivant la relation :

$$Pe = \frac{uL}{D_{ax}} \quad \text{Équation 2-51}$$

D_{ax} représente le coefficient de dispersion axial, u et L respectivement la vitesse moyenne et la longueur du mélangeur. On considère généralement que si Pe excède 100, l'écoulement est très proche d'un écoulement piston [Villemaux 1993].

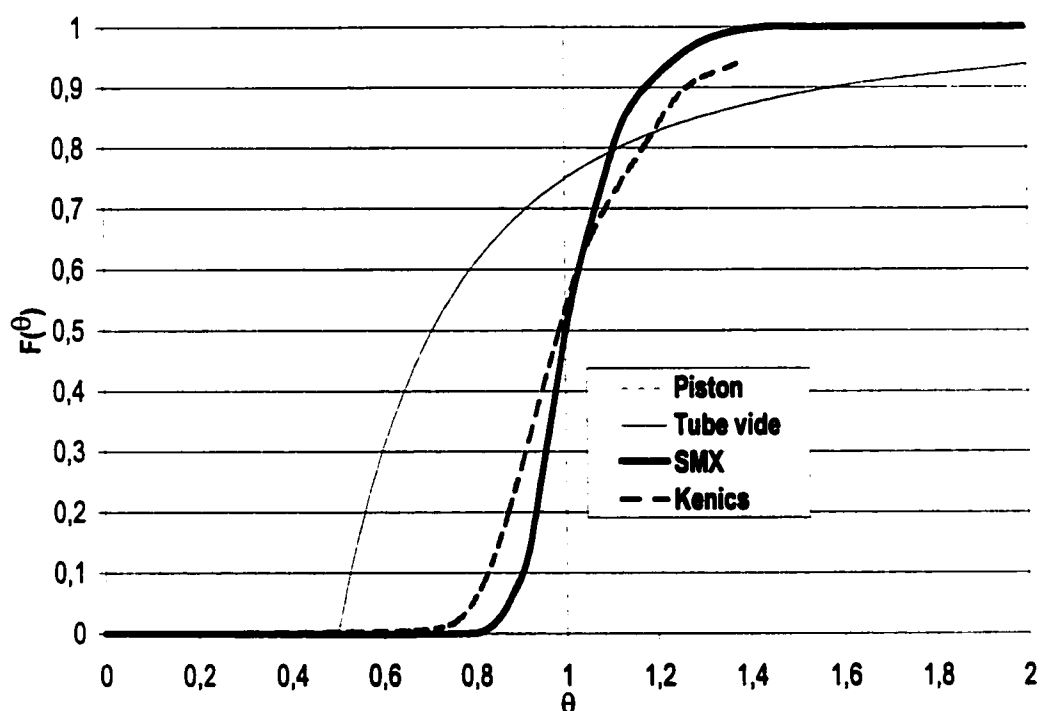


Figure 2-16 Courbes types de DTS.

Le Tableau 2-7 présente les corrélations développées pour les mélangeurs Kenics et SMX. Le modèle le plus ancien, qui n'est pas exclusif aux mélangeurs statiques, est le modèle à dispersion axiale MDA de Levenspiel [Levenspiel et Smith 1957] :

$$E(\theta) = 0,5 \left(\frac{Pe}{\theta\pi} \right)^{1/2} e^{-\left[\frac{Pe(1-\theta)^2}{4\theta} \right]} \quad \text{Équation 2-52}$$

Tableau 2-7 Modèles de distribution de temps de séjour pour les mélangeurs Kenics et SMX.

Auteur	Mélangeur	Modèle	Note
Sulzer	SMX	MDA	<ul style="list-style-type: none"> • N sans influence
Chemineer	Kenics	MDA	<ul style="list-style-type: none"> • $Pe > 110$ • $Pe = 145$
Nigam et Nauman 1985	Kenics	$F_i(\theta_i) = \left[1 + \frac{2n\bar{t}_i}{(3n+1)\bar{t}_i} \right] \left[1 - \frac{(n+1)\bar{t}_i}{(3n+1)\bar{t}_i} \right]^{2n/n+1}$	<ul style="list-style-type: none"> • $N = 20$ • Non newtonien
Pustelnik 1986	Kenics	$E(\theta) = \frac{1}{C_1 \sqrt{2\pi}} e^{\left(\frac{(\log \theta - C_2)^2}{2C_1^2} \right)}$	<ul style="list-style-type: none"> • $N = 2-30$ • Non newtonien
Yoon 1996	SMX	MDA	<ul style="list-style-type: none"> • $N = 24$ $\varepsilon = 0,91$ • Non newtonien
Li 1996	SMX	$G(s) = \left[\frac{1 - \phi}{1 + \frac{1 - \beta}{1 - \phi} \tau' s} + \phi e^{\left(\frac{\beta}{\phi} \tau' s \right)} \right]^N$	<ul style="list-style-type: none"> • $\tau' = \frac{V_M \varepsilon}{NQ}$ • Non newtonien

Le fabricant du mélangeur SMX affirme que ce mélangeur induit un nombre de Pe supérieur à 110. L'utilisation du MDA combinée à cette valeur de Pe recoupe presque parfaitement la courbe de DTS donnée pour le SMX. Par contre, si on utilise le MDA avec la valeur de 145 proposée par Chemineer pour le Kenics, les courbes ne sont absolument pas superposées. Une valeur de 80 produit de bien meilleurs résultats. Le modèle de dispersion axiale représente donc assez bien les données fournies par les fabricants.

Il existe un autre modèle [Kembakusi et Pustelnik 1988] critiqué de façon virulente par Nauman [Nauman 1989]. Selon lui, ce modèle est inutilement compliqué et n'apporte rien de plus que les autres modèles du Tableau 2-7. Il rapporte aussi que les moyens de

simulations disponibles permettent de connaître les écoulements des mélangeurs et ce genre de modèle est totalement dépassé.

Aucun travail fondé sur les simulations numériques n'a jusqu'à présent fourni de modèle de temps de séjour. Les travaux en sont plutôt au stade de la démonstration des capacités des méthodes numériques à représenter les écoulements et la DTS [Avalosse et Crochet 1997], à comparer les résultats numériques et expérimentaux de temps de séjour [Hobbs et Muzzio 1997] ou les mélangeurs entre eux [Bertrand et al. 1994; Mickaity-Huber 1996]. L'expérience acquise démontre aussi que la DTS seule ne suffit pas à déterminer les capacités de mélange d'un mélangeur [Bertrand et al. 1994]. Si une DTS étroite est nécessaire à un bon mélange, elle n'est pas suffisante pour le garantir. D'autres moyens doivent être mis en œuvre pour s'assurer d'un mélange adéquat.

Une méthode parallèle à la détermination des temps de séjour a été présentée par Villiermaux pour caractériser le mélange [Villiermaux 1996]. La méthode consiste à mesurer la distance parcourue par des particules et à en tracer la distribution, tout comme pour la DTS. Celle-ci est nommée « distribution des longueurs de parcours (DLP) » et présente le rapport de la longueur de trajectoire moyenne à une taille caractéristique du système étudié comme un critère de mélange. Plus ce rapport est élevé, meilleur est le mélange. Ce calcul a l'avantage de mieux représenter la complexité des parcours engendré par la géométrie du mélangeur et est facile à implanter numériquement. Cette méthode présente des potentialités évidentes mais n'a pas été reprise dans d'autres travaux.

2.4.3 Mélange et chaos

Il a été démontré que les écoulements présentant des conditions chaotiques procurent le meilleur mélange [Aref 1986]. Dans ces conditions, deux points initialement très près l'un de l'autre vont s'éloigner et la distance qui les sépare va croître de façon exponentielle. L'étirement de l'écoulement λ correspondant à cette distance va donc croître de la même manière et peut être représenté par [Ottino 1989] :

$$\lambda = e^{L_y t} \quad \text{Équation 2-53}$$

Le terme L_y est l'exposant de Lyapounov et représente la vitesse à laquelle l'étirement va augmenter. Il est généralement admis qu'un exposant de Lyapounov positif est suffisant pour procurer des conditions de mélange chaotique [Wolf *et al.* 1985 d'après Li *et al.* 1996].

Le calcul de cet étirement sur la trajectoire de particules est donc particulièrement adapté à la simulation numérique. Jusqu'à tout récemment, ces résultats numériques provenaient de calculs basés sur des solutions analytiques de champs d'écoulement simples ou de champs qui pouvaient être approchés avec des solutions de ce type. La section qui suit présente des résultats de mélange dans des écoulement industriels et pour lesquels il n'existe pas de solutions analytiques. Ils sont obtenus par simulations avec des logiciels appropriés. On y a aussi ajouté les travaux expérimentaux pertinents.

À partir d'observations expérimentales, certains auteurs ont remarqué la présence de zones dans lesquelles il ne semble y avoir aucun mélange [par exemple Ottino 1989]. Cette mauvaise performance se présente dans des conditions précises et reproductibles. Par simulations il a été possible de retracer ces îlots. La méthode utilise des plans perpendiculaires à l'écoulement dans lesquels on repère la position des particules lors de

leur passage. On nomme ces plans des sections de Poincaré et les travaux qui y sont reliés sont présentés à la section 2.4.3.2.

2.4.3.1 *Exposant de Lyapounov et étirement*

Fasol [1995] a déterminé expérimentalement les exposants de Lyapounov du mélangeur SMX par une méthode thermique. Il a obtenu des exposants positifs suivant la valeur de l'intervalle de temps utilisé (de 4,2 à 11,3 pour des Δt de 156 à 51 ms). Il démontre ainsi que le mélange induit par ce mélangeur est chaotique. C'est aussi le seul travail expérimental ayant démontré l'existence de conditions de chaos laminaire dans un mélangeur statique.

Dans le but de comparer des agitateurs mécaniques particuliers, le suivi de particules fictives dans l'écoulement simulé a mené à de bons résultats [De la Villeon et al. 1998]. La localisation du point d'injection à différents endroits dans la cuve a permis de révéler des zones de mélange chaotique et d'autres à l'intérieur desquelles le fluide n'est que déplacé sans subir d'étirements importants.

Avec des simulations par éléments finis, Hobbs et Muzzio [1997] et Avalosse et Crochet [1997] ont démontré le caractère chaotique du mélangeur Kenics par leurs travaux respectifs. Avec une technique semblable à celle employée par Tanguy [Tanguy et al. 1990], le suivi dans l'espace de la déformation de particules fictives a permis le calcul de l'exposant de Lyapounov du mélangeur simulé. Leurs résultats sont présentés à la Figure 2-17. On y montre l'évolution de l'étirement en fonction du nombre de mélangeurs. La pente est la même pour les deux résultats. Avalosse et Crochet rapportent les points

correspondant à 10, 50 et 90% des distributions de l'étirement suivant l'axe d'écoulement. Hobbs et Muzzio présentent plutôt l'étirement moyen sur la section du mélangeur. Les deux travaux avancent qu'il faut deux éléments de mélange Kenics avant que le régime s'établisse. Par la suite, l'écoulement pourrait être considéré périodique. Il y a toutefois un risque que cette constatation provienne de la méthode utilisée.

Les simulations de Hobbs et Muzzio ne comptent réellement que six éléments Kenics malgré les résultats présentés pour 40. Ils considèrent que les deux éléments centraux peuvent être répétés de façon à reproduire un mélangeur plus long. Il n'ont pas démontré clairement la validité de cette hypothèse.

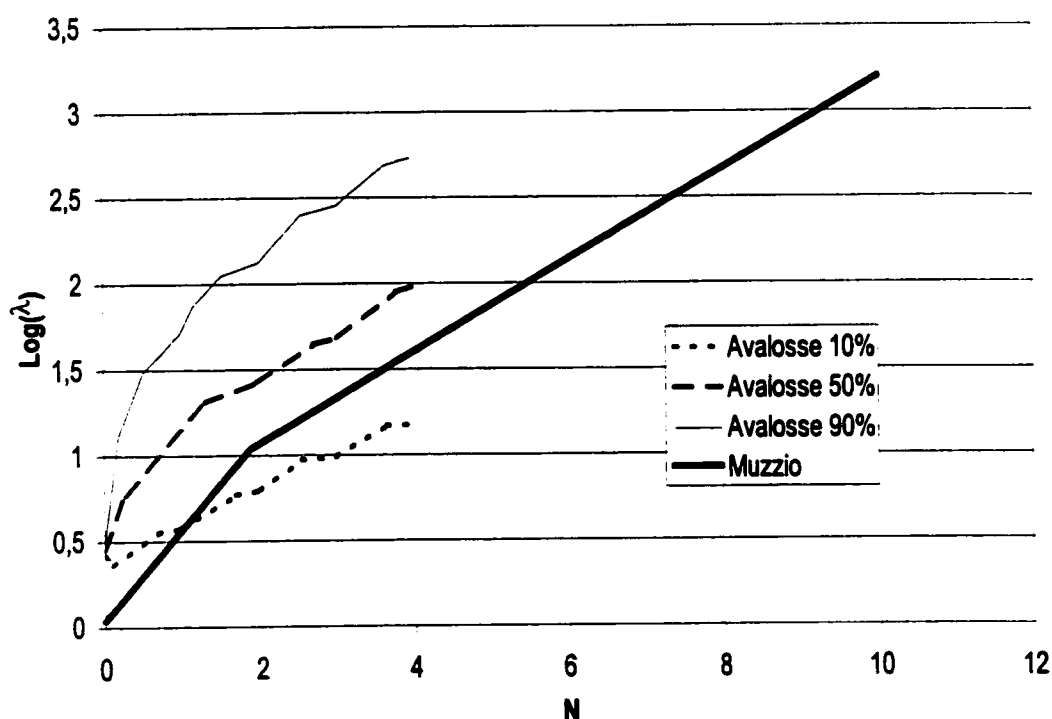


Figure 2-17 Étirement calculé dans les éléments de mélange Kenics.

2.4.3.2 Sections de Poincaré

La seule géométrie pour laquelle on présente des sections de Poincaré est un mélangeur imitant un mélangeur Kenics mais dont les lamelles sont droites et la paroi externe en rotation [Ottino 1989]. On le nomme Partitionned Pipe Mixer. La solution du champ d'écoulement est obtenu par approximations et la fonction courant permettant de calculer le déplacement des particules peut être calculée. On montre à la Figure 2-18 des sections de Poincaré obtenues pour différentes conditions de rotation de la paroi externe [Ling et Zhang 1995]. Les plans b, d et e de la figure démontrent l'existence d'un chaos global par la répartition uniforme des points alors que les trois autres plans révèlent des zones ou îlots à l'intérieur desquels ne se produit aucun mélange. Ils n'ont en effet aucun échange avec les zones voisines.

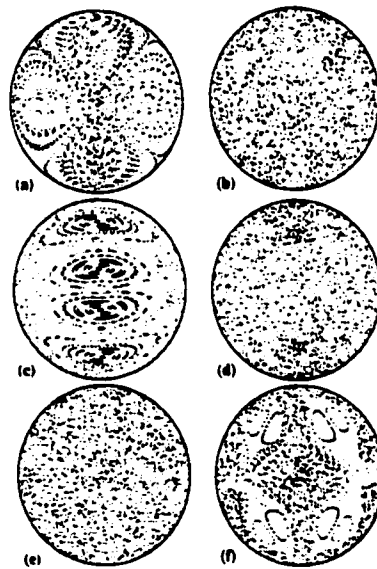


Figure 2-18

Sections de Poincaré obtenues pour différentes conditions d'opération dans un "Partitionned Pipe Mixer".

La raison de cette rareté de résultats provient en partie de la difficulté à suivre des trajectoires dans des maillages en trois dimensions. Ce type de maillage est plutôt grossier en raison des limitations imposées par les ressources machines nécessaires à la résolution des problèmes. Les particules sont fréquemment perdues à travers les parois ou y « collent » tout simplement. Ce problème est contourné de manière plus ou moins rigoureuse [Avalosse et Crochet 1997; Hobbs et Muzzio 1997]. Certains ne considèrent tout simplement plus la particule en question ou bien elle est arbitrairement replacée dans une zone où la vitesse est plus élevée.

2.5 BILAN DES TRAVAUX ET OBJECTIFS DE LA THÈSE

À la lumière de ces quatre premières sections, il est possible de dresser un bilan des connaissances et des méthodes d'investigation de la performance des mélangeurs statiques en général et du SMX en particulier.

Les travaux portant sur la mesure et le calcul de la perte de charge dans le mélangeur SMX avec deux phases ont montré qu'il est possible de bien évaluer la perte de charge dans des conditions turbulentes mais qu'en régime laminaire, aucune mesure ne confirme la validité de l'équation développée pour des conduites vides. L'évaluation de la puissance nécessaire pour la prédiction des tailles de gouttes reste donc incertaine.

Pour la mesure en ligne des tailles de gouttes, plusieurs méthodes sont disponibles mais la plupart ne permettent pas la mesure réelle en ligne sans altérations des conditions d'écoulement (dilutions, by-pass, ...). La méthode par photographies ou caméra vidéo directement à la sortie des mélangeurs semble la plus appropriée [Pacek et Nienow 1995].

Les corrélations développées pour la distribution de tailles de gouttes produites dans un mélangeur statique le sont presque toutes en régime turbulent (Tableau 2-5). Un seul travail présente des mesures de tailles en régime laminaire obtenues avec un mélangeur Kenics [Grace 1982]. Il n'existe, à notre connaissance, aucun travail avec des fluides non newtoniens.

Le mélangeur SMX a été utilisé dans une seule expérience de dispersion de solides en vue de la préparation de mélange de constituants pour des céramiques [Barresi et al 1996 et 1997]. Les concentrations utilisées étaient faibles, de l'ordre de 30% en volume, et le régime turbulent avec des viscosités proches de celle de l'eau. De plus, la taille des particules était de nature colloïdale. On ne sait donc rien sur la capacité du mélangeur à disperser des pigments à des concentrations supérieures à 50% et pour des viscosités mille fois plus élevées.

Les méthodes modernes de simulations permettent la représentation correcte des mélangeurs et des écoulements induits avec une phase (paragraphe 2.4.2 et 2.4.3). Il reste toutefois à démontrer que la méthode consistant à reproduire périodiquement certains éléments de façon à simuler des mélangeurs plus long est aussi valide pour le SMX.

Nous pouvons donc maintenant poser les objectifs de nos travaux :

- Procéder à la caractérisation hydrodynamique du SMX avec des simulations par éléments finis 3D. Notre but est de fournir des résultats pour des fluides newtoniens ou non newtoniens.
- Procéder à la caractérisation de la performance du mélangeur SMX pour la dispersion de gaz et de liquides dans un milieu liquide en régime laminaire. La phase

continue pourra être à rhéologie newtonienne ou non. L'influence possible de ce comportement rhéologique sur la performance du mélangeur devrait être étudiée.

- Démontrer la capacité du mélangeur SMX à produire des dispersions de solides fins à très haute concentration. Du carbonate de calcium sera utilisé en raison de la généralisation de son utilisation dans l'industrie papetière.

CHAPITRE 3

RESSOURCES MATÉRIELLES ET MÉTHODOLOGIE

3.1 MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET COMPOSANTES

Le banc expérimental est représenté sur la Figure 3-1. Trois éléments principaux le composent : la boucle de circulation principale en traits gras, la partie injection en trait légers et la section de mesure au centre. Un circuit parallèle est illustré en traits pointillés pour l'acquisition de données. Le Tableau 3-1 donne la liste des équipements et leurs caractéristiques.

La boucle principale peut fonctionner en circuit ouvert ou fermé et comprend le réservoir d'alimentation auquel s'ajoutent le réservoir de rejet et la pompe principale. La section d'injection est composée de la buse d'injection et les capteurs de pression. On peut raccorder à la buse la pompe d'injection de liquides ou une bouteille de gaz. Les pompes sont toutes les deux équipées d'un variateur mécanique auquel s'ajoute un variateur de fréquence électronique piloté par l'ordinateur d'acquisition. Toutes les conduites sont en acier inoxydable d'un diamètre nominal de 1 pouce Sch 40 ($D_i = 26,6$ mm) sauf dans la section des mélangeurs où le diamètre nominal est de ½ pouce ($D_i = 15,8$ mm). Les raccords sont tous de type brides.

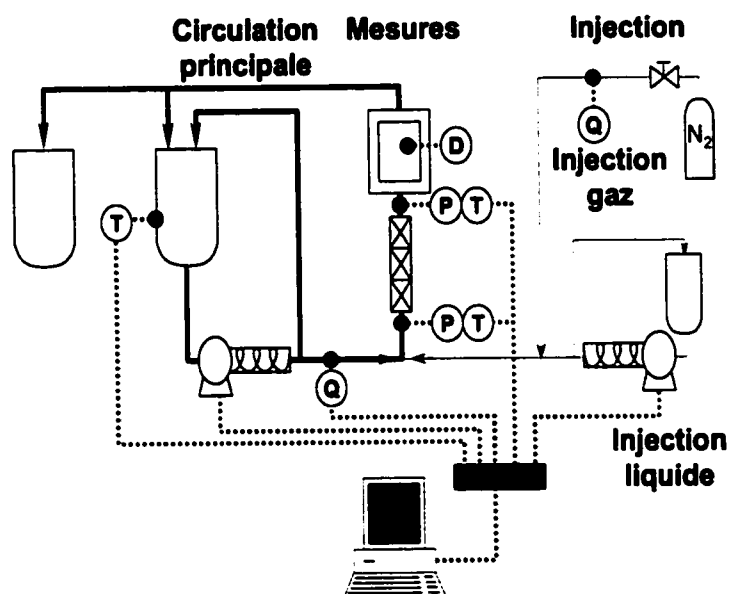


Figure 3-1 Schéma du montage expérimental.

3.1.1 Éléments Sulzer SMX

La Figure 3-2 illustre un des mélangeurs SMX utilisés et ses dimensions. Ces éléments ont la particularité d'avoir un rapport L_M/D_i de 1,25 ($D_i=16$ mm, $L_M=20$ mm), valeur supérieure à ce qui est généralement rencontré ($L_M/D_i = 1,0$). Cet allongement est le résultat d'une structure conçue pour des écoulements très visqueux. Il y a 8 lamelles de 2 mm sur la largeur de l'élément.

Tableau 3-1 Composantes et capteurs du montage expérimental.

Pièce	Fabricant	Modèle/Type	Caractéristiques
Cuve d'alimentation	—	Acier inoxydable	<ul style="list-style-type: none"> ● $D_{cuve} = 0,42 \text{ m}$ ● Volume utile = 40 l
Pompe principale	Westfalia	Vis excentrée	<ul style="list-style-type: none"> ● 0,3-1,5 m³/h (~0 - 200 tr/min) ● moteur 3Ph. 1,5 kW, 1500 tr/min
Pompe d'injection	Westfalia	Vis excentrée	<ul style="list-style-type: none"> ● 0,01-0,25 m³/h (~0 - 120 tr/min) ● moteur 3Ph. 1,1 kW, 1500 tr/min
Débitmètre de liquide	Altometer	IFC080K	<ul style="list-style-type: none"> ● Électromagnétique ● 0-1,5 m³/h ● Précision 0,5%, pleine échelle
Débitmètre de gaz	Aalborg	GFM 17	<ul style="list-style-type: none"> ● 0-500 ml/min (PTN) ● Précision 1%, pleine échelle
Capteurs de pression	ESI	PR3860	<ul style="list-style-type: none"> ● Membrane effleurante D=1 pouce ● 0-10 bars ● Précision 0,1% pleine échelle
Thermocouples		Type K	<ul style="list-style-type: none"> ● Max de $\pm 2,2^{\circ}\text{C}$ ou 0,75%
Carte d'acquisition	Digital	PCL-812	<ul style="list-style-type: none"> ● Résolution de 12 bits
Multiplexeur	Digital	PCLD 889	<ul style="list-style-type: none"> ● Résolution de 12 bits
Logiciel d'acquisition	Keithley	TESTPOINT	<ul style="list-style-type: none"> ● Version 4,0 sur Windows 95
Ordinateur d'acquisition	Clone IBM	Proc. Intel 486	<ul style="list-style-type: none"> ● Windows 95

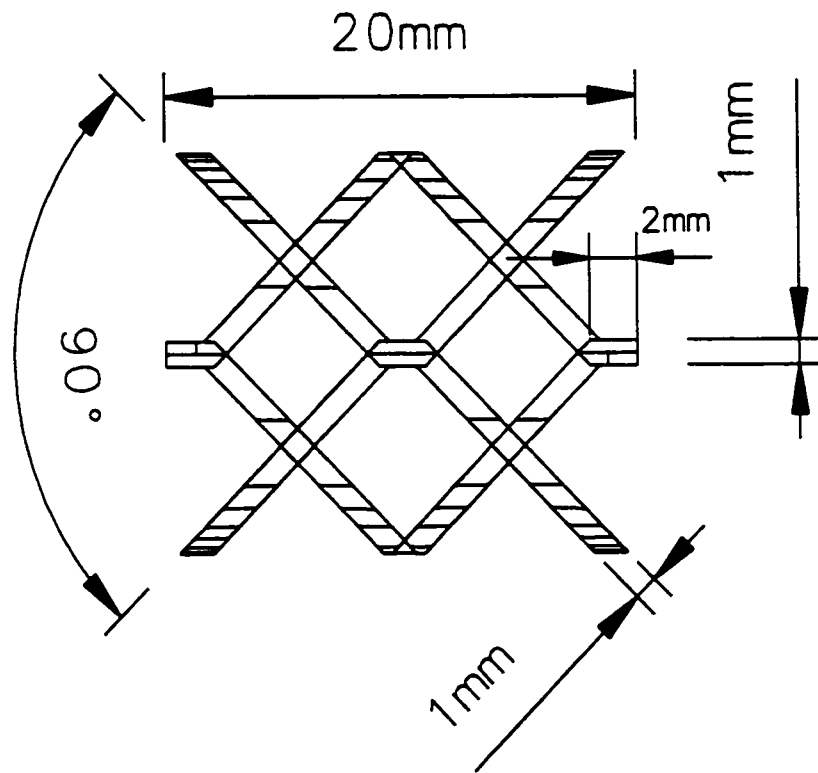


Figure 3-2 Dimensions des mélangeurs SMX du montage expérimental.

3.1.2 Section d'injection et mesure des pressions

La buse d'injection est une buse circulaire, orientée dans le sens de l'écoulement et peut être positionnée n'importe où sur un diamètre entre les parois de la conduite. La Figure 3-3 présente les détails relatifs à la mesure de pression et de température. On y donne aussi la configuration de l'injection et les mesures relatives à la buse. Les capteurs de pression sont montés de telle sorte que leur membrane affleure la périphérie de la conduite. La mesure de pression est faite après l'injection de la phase dispersée dans la zone d'écoulement diphasique.

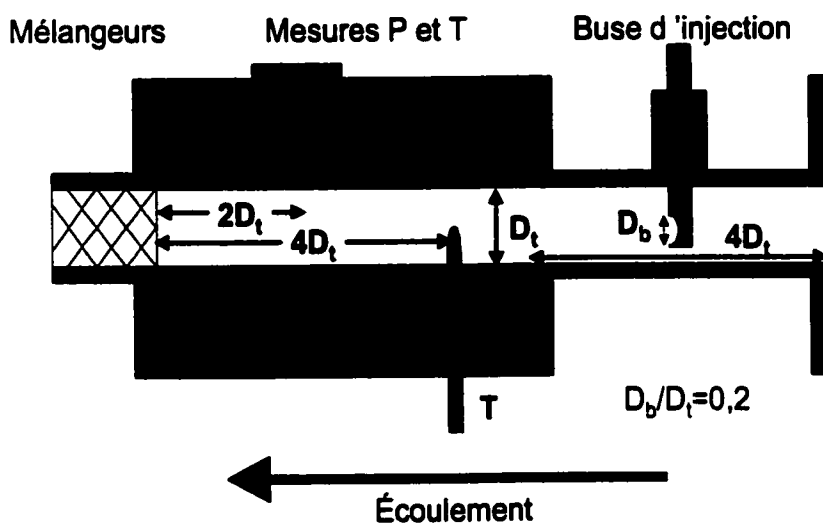


Figure 3-3 Détails de la section d'injection et de la mesure des pression et température. $D_t = 16$ mm (DN 15).

Le débit de la phase liquide injectée est mesuré par l'entremise de la vitesse réelle de rotation de la pompe d'injection. Une roue perforée d'un diamètre de 90 mm est montée sur l'arbre au niveau du raccord entre la pompe et le moteur (32 trous par tour, $D_{\text{trou}} = 4,5$ mm). Le débit réel est obtenu par l'entremise d'une courbe de calibration vitesse de rotation - débit - viscosité du fluide employé.

3.1.3 Section de mesure des tailles

Le Tableau 3-2 fournit la liste des équipements utilisés pour la mesure des tailles de bulles, gouttes et particules solides.

Tableau 3-2 Équipements utilisés pour la mesure des tailles de gouttes, bulles et particules solides.

Appareil/Composante	Fabricant	Modèle	Caractéristiques
Caméra noir/blanc	Cohu	Série 4910	<ul style="list-style-type: none"> ● résolution 768 v x 494 h ● luminosité minimum 0,5 lux ● Obturateur électronique 2 à 10⁻⁴ s
Magnétoscope S-VHS	Sony	SVO-9500	
Objectif #1	Aries	TV-Zoom	<ul style="list-style-type: none"> ● F2,5 12,5 x . ● Grossissement sur papier : ~ 50 x
Objectif #2	Navitar	1-60135	<ul style="list-style-type: none"> ● F1,5, 50 x ● Optique d'entrée 1,5 x ● Adaptateur de sortie 2 x ● Grossissement sur papier : ~ 500 x
Acquisition d'images	Noesis Vision Inc.	Visilog 4.1.3	
Sonde laser (solides)	Lasentec Inc. (représenté par Socodis, France)	sonde FBRM ¹	<ul style="list-style-type: none"> ● 38 classes de 0,8 à 1000 µm ● Classes logarithmiques (Mesh) ● Reproductibilité des mesures < 0,1%.

La section transparente de visualisation de la dispersion de gaz ou de liquide comprend une partie circulaire et une partie d'écoulement en couche mince. Les détails sont fournis à la Figure 3-4. Pour minimiser les déformations optiques produites par la courbure de la conduite, celle-ci est au centre d'une cuve carrée remplie d'eau. Sur toute sa longueur, la cellule de visualisation transparente procure une aire d'écoulement constante et égale à celle de la conduite circulaire. Le passage de l'écoulement en conduite à celui en couche mince se fait à travers un adaptateur conçu pour limiter les écoulements préférentiels. Ils sont occasionnés par les changements dans la section de l'écoulement et amplifiés par l'emploi de fluides à rhéologie non newtonienne [Hurez 1992].

¹ FBRM : Focused Beam Reflectance Measurement.

La validation de l'efficacité de cette conception s'est faite par simple observation visuelle de la répartition des bulles et gouttes. La densité du nombre de bulle n'a pas montré de variations observables sur la largeur de la couche mince. La performance n'a pas été affectée malgré l'emploi de fluides avec des indices de rhéofluidifiante variés. Des cellules de configuration différente se sont révélées sensibles à cette caractéristique de l'écoulement [Fasol 1995].

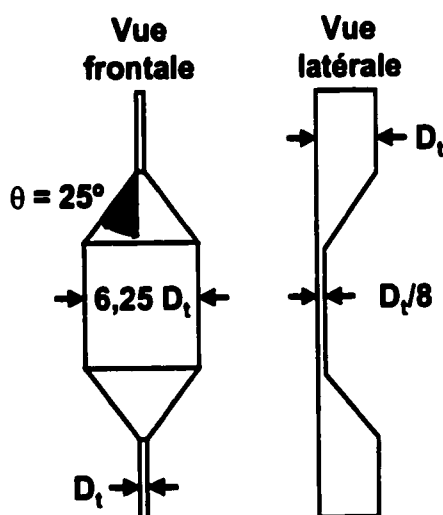


Figure 3-4 Illustration et dimensions de la cellule de mesure en dispersion de liquides.

En configuration de dispersion de solides, la section transparente est remplacée par un adaptateur permettant l'insertion de la sonde de mesure laser directement dans l'écoulement. On positionne celle-ci immédiatement à la sortie des mélangeurs avec un angle de 45°. Il faut s'assurer que tout l'écoulement passe devant la sonde. Dans notre cas, la sonde ayant un diamètre plus grand que celui de la conduite, il faut en plus tenir compte d'un élargissement de la section pour que la vitesse moyenne demeure inchangée. La Figure 3-5 illustre le montage de la sonde, son positionnement dans le tube et donne les

dimensions de référence. La technique de mesure et le fonctionnement de la sonde sont décrits en détail à la section sur l'expérimentation solide - liquide.

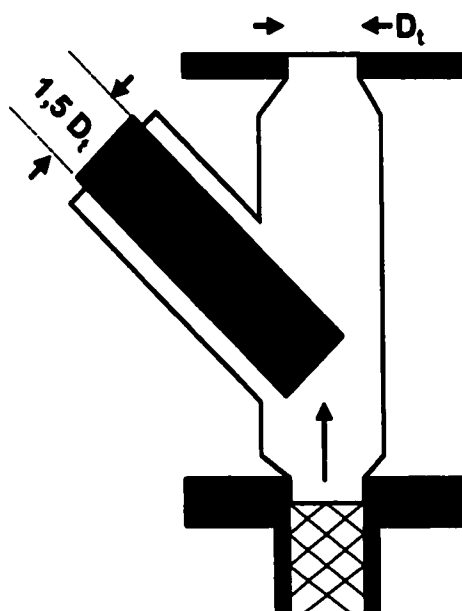


Figure 3-5 Cellule de mesure des tailles en dispersion de solides.

3.2 DISPERSION DE GAZ ET DE LIQUIDE

3.2.1 Méthodologie expérimentale

La problématique de la caractérisation du mélangeur en dispersion de gaz et de liquide est abordée du problème le plus simple au problème le plus difficile expérimentalement. Elle consiste globalement en l'étude des effets de la fraction volumique et de l'énergie dissipée dans le mélangeur sur la taille des bulles produites.

1- Dispersion avec un rapport de viscosité (η_d/η_c) inférieur à 1 :

- Étape 1: gaz dispersé dans un fluide newtonien

Un mélange de glycérine et d'eau sert de phase continue. Ses propriétés sont fournies au Tableau 3-3 (Glycérine). Les produits bruts sont tous décrits au Tableau 3-4. On utilise de

l'azote à température ambiante comme gaz dispersé. Les mesures sont faites à trois débits différents chacun avec trois fractions volumiques de gaz.

- Étape 2: gaz dispersé dans un fluide à rhéologie non newtonienne

Les phases continues utilisées sont des solutions aqueuses de polymères et sont aussi présentées au Tableau 3-3 (Polym 1, 2 et 3). La viscosité utilisée dans les calculs est la viscosité de procédé mesurée en présence d'une seule phase. Suivant ce qui a été dit au chapitre précédent, la viscosité de procédé est obtenue à partir de la perte de charge par la relation entre Ne et Re . Elle correspond à la viscosité d'un fluide newtonien qui procurerait la même perte de charge aux conditions du procédé. L'effet de la rhéologie non newtonienne sur la taille des bulles peut être obtenu par comparaison avec les résultats des mesures de l'Étape 1. En marge de cette expérimentation, on récupère l'information nécessaire à la caractérisation de la géométrie du mélangeur par la constante K_r . Les mesures de pression en écoulement diphasiques procurent les informations nécessaires à la validation des corrélations de perte de charge.

2- Dispersion avec un rapport de viscosité supérieur à 1 :

- Liquide newtonien dans une phase continue non newtonienne

Les phases continues de l'étape précédente sont reprises ici et sont non newtoniennes. Des huiles silicones forment la phase dispersée. Leur caractérisation est donnée au Tableau 3-3 (Huile 1, 2 et 3). La Figure 3-6 présente les trois grands axes de l'investigation expérimentale pour la dispersion liquide - liquide. Le plan présenté ici correspond à un plan expérimental complet et n'est effectué dans son entier que pour un seul rapport de viscosité. En fixant ce rapport de viscosité, on fixe en fait les caractéristiques du fluide de

la phase continue. La fraction volumique maximale a été fixée à 25% après des essais préliminaires ayant démontré des inversions de phases dans certaines conditions. Cet aspect de la dispersion n'a pas été poussé plus loin.

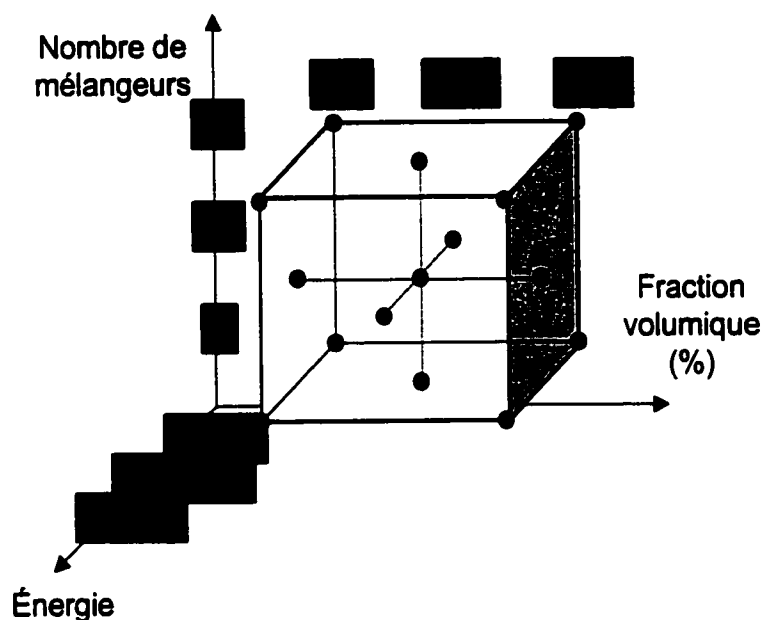


Figure 3-6 Plan d'expériences adopté pour l'expérimentation liquide-liquide.

Le Tableau 3-3 présente aussi les paramètres du modèle de viscosité correspondant à chaque solution de polymère. La relation viscosité - vitesse de déformation (η vs $\dot{\gamma}$) a été obtenue par l'entremise d'un rhéomètre RFS II (Rheometrics Inc). Les géométries Couette et Plan-Plan ont été utilisées. La viscosité des solutions Polym1 et Polym3 sont représentées par un modèle de Cross :

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\eta_0}{1 + \left(\frac{|\dot{\gamma}|}{C_1} \right)^{1-n}}$$

Équation 3-1

Tableau 3-3 Composition et paramètres rhéologiques des fluides utilisés.

Fluide	Constituant (s)	Teneur (% pds)	η_0	C_1 (Équation 3-1)	n
Huile 1	Silicone	---	1,1 Pa-s		---
Huile 2	Silicone	---	16,3 Pa-s		---
Huile 3	Silicone	---	48,0 Pa-s		---
Glycérine	Eau	~5	0,6 Pa-s		---
	Glycérine	95			
Polym 1	Eau	98	4,6 Pa-s	2,0	0,7
	CMC	2			
Polym 2	Eau	50	6,2 Pa-s ⁿ	---	0,31
	Glucose	49			
	Xanthane	1			
Polym 3	Eau	45	5,0 Pa-s	1,7	0,53
	Glucose	54			
	Xanthane	0,5			
	CMC	0,5			

Ici, η_0 représente la viscosité du plateau newtonien à basses vitesses de déformation, C_1 est une vitesse de cisaillement caractéristique du fluide et n son indice de comportement. Les valeurs présentées correspondent aux mesures à 20 degrés C.

Le modèle de loi de puissance suffit à représenter correctement le comportement de la viscosité de la solution Polym 2 :

$$\eta(\dot{\gamma}) = \eta_0 |\dot{\gamma}|^{n-1} \quad \text{Équation 3-2}$$

Tableau 3-4 *Spécifications des produits de base utilisés pour les phases continues et dispersées.*

Nom	Fabricant/Distributeur	Produit	Spécifications du fabricant
Huile 1	Rhodia Silicones	Rhodorsil 47 V 1 000	<ul style="list-style-type: none"> ● Silicone (PDMS²) ● $\mu \approx 1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ @ 25°
Huile 2	Rhodia Silicones	Rhodorsil 48 V 14 000	<ul style="list-style-type: none"> ● Silicone (PDMS) ● $\mu \approx 14 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ @ 25°
Huile 3	Rhodia Silicones	Rhodorsil 48 V 50 000	<ul style="list-style-type: none"> ● Silicone (PDMS) ● $\mu \approx 50 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ @ 25°
Azote	Air Liquide	N ₂ gazeux	<ul style="list-style-type: none"> ● Pureté 99,995%
CMC ³ _{mv}	Sigma Chemicals Co.	---	<ul style="list-style-type: none"> ● Poids moléculaire non spécifié
Xanthane	Kelco Inc.(Monsanto)	---	<ul style="list-style-type: none"> ● Grade alimentaire ● Poids moléculaire non spécifié
Glycérine	Lambert et Rivière	---	<ul style="list-style-type: none"> ● Glycérine de synthèse ● 99,5% ● $\eta_{99,5\%} = 0,95 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ ●
Glucose	Cerestar, France	Sirop de glucose MS 01424	<ul style="list-style-type: none"> ● $\mu \approx 115 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ @ 20°

Les solutions de polymères sont préparées avec de l'eau de ville. On y incorpore le polymère sous forme de poudre fine en maintenant une forte agitation. Après dissolution complète, on dégaze la solution obtenue en maintenant un vide au dessus de la surface du réservoir. Le vide est maintenu approximativement une heure après que la solution ait totalement dégazé en apparence.

² PDMS : Polydiméthyl-siloxane

³ CMC_{mv} : Carboxyméthyl-cellulose, viscosité intermédiaire

3.2.2 Mesure des tailles de gouttes et bulles

Le processus de mesure des tailles est illustré à la Figure 3-7. Les images captées lors des expériences sont enregistrées sur bande vidéo. Elles sont récupérées et sélectionnées par la suite. Le choix, la mesure, le comptage et le tri des gouttes se font manuellement. La méthode du maximum de vraisemblance est utilisée pour calculer les paramètres assurant le lissage des points en raison de leur dispersion. La distribution Log-Normale se révèle être celle qui représente le plus fidèlement les résultats.

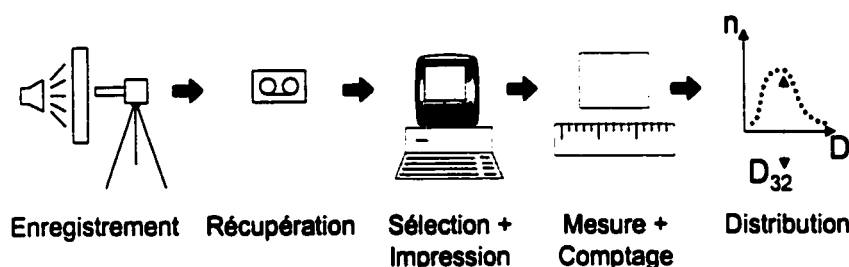


Figure 3-7 Étapes menant à l'obtention des distributions de tailles.

L'enregistrement d'une expérience dure de 30 secondes à une minute et débute après la stabilisation de la perte de charge. Avec l'objectif #2 permettant un grossissement de 500 fois en bout de traitement (Tableau 3-2), la profondeur de champ va de $100\ \mu\text{m}$ à $300\ \mu\text{m}$. Cette faible distance permet de discerner facilement les gouttes se déplaçant sur le plan de mise au point et de négliger les autres. L'obtention d'images nettes exige une vitesse d'obturateur électronique réglé à $0,0001\ \text{s}$. 3000 Watts de lumière halogène fournie par trois projecteurs sont utilisés pour obtenir des images assez claires.

L'impression des images se fait par l'intermédiaire du logiciel Visilog et d'un magnétoscope S-VHS. Cet appareil possède une fonction de défilement image par image. La bande vidéo est regardée et les images sélectionnées sur toute la durée de la séquence pour obtenir

assez de gouttes dans la distribution. On répartit le nombre d'images choisies sur toute la durée de la séquence pour minimiser les erreurs que pourraient engendrer des mesures ponctuelles. Une imprimante LaserJet Série 5 de Hewlett-Packard permet de générer les impressions papier.

La mesure, le tri et le comptage sont faits sur un appareil conçu pour ce type d'opérations. Il comprend 48 classes réparties en intervalles linéaires de 0 et 21 mm, taille maximale mesurable. On compte entre 500 et 1000 gouttes par distribution. La Figure 3-8 montre une représentation schématisée de l'appareil.

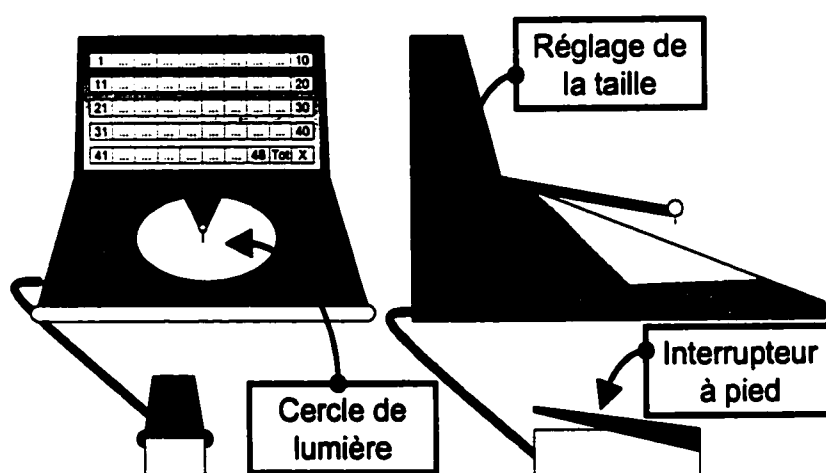


Figure 3-8 Schéma de l'appareil servant au support de comptage de gouttes.

3.2.3 Lissage des distributions : méthode du maximum de vraisemblance

Après avoir classé les diamètres mesurés sur l'appareil dans leur catégorie respective, on peut tenter un lissage des points obtenus par une fonction continue de densité de probabilité ou fdp. La comparaison ultérieure entre les distributions s'en trouve facilitée et surtout uniformisée. Toutefois, il y a un fort risque de voir les statistiques de la distribution biaisées si l'on utilise par exemple une méthode de minimisation du carré des erreurs. En

effet, les tailles mesurées peuvent avoir jusqu'à trois ordres de grandeurs entre elles; les plus petites gouttes faisant $10\text{ }\mu\text{m}$ et les plus grandes 1 mm . Pour minimiser cette erreur, on peut estimer les paramètres de la fonction à l'aide d'une méthode statistique permettant l'estimation non biaisée : il s'agit ici de la méthode du maximum de vraisemblance [Hogg et Craig, 1978]. Une description de la méthode et un exemple sont présentés à la suite.

Considérons un échantillon aléatoire X_1, X_2, \dots, X_n provenant d'une distribution ayant une fdp, $f(x)$, de forme connue mais dépendante d'un paramètre Θ pouvant prendre n'importe quelle valeur dans l'espace Ω . On notera cet énoncé par $f(x, \Theta); \Theta \in \Omega$. Suivant les valeurs du paramètre Θ , nous aurons une fdp différente. Nous sommes alors confrontés non pas à une seule distribution mais à une famille entière de distributions dont chaque membre correspond à une valeur distincte de Θ . Par exemple, pour la distribution normale, la famille des distributions sera notée $\{n(\Theta, 1); \Theta \in \Omega\}$ et où Ω est l'ensemble des valeurs $-\infty < \Theta < +\infty$. Un membre de cette famille nous est bien familier : la distribution normale centrée $n(0, 1)$.

La difficulté, pour l'expérimentateur, consiste à trouver lequel, parmi tous les membres d'une même famille de distributions, pourra le mieux représenter ses valeurs expérimentales. Il s'agit alors d'estimer la valeur du paramètre Θ de telle sorte que $X_1 = x_1, X_2 = x_2, \dots, X_n = x_n$.

À titre d'illustration, considérons par exemple la fonction de distribution de probabilité Log - normale notée :

$$f(x, \alpha, \beta) = \frac{1}{x\beta\sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{(\ln x - \alpha)^2}{2\beta^2}\right)} \quad \text{Équation 3-3}$$

Suivant ce qui vient d'être dit, on retrouve deux paramètres à estimer, α et β . Les x correspondent à la taille du centre des 48 intervalles expérimentaux utilisés lors de la mesure et du classement des diamètres. On sait aussi que $-\infty < \alpha < +\infty$ et $-\infty < \beta < +\infty$. La méthode repose sur le calcul du maximum de probabilité que tous les $X_i = x_i$, $i=1, 48$ c'est à dire que les valeurs calculées soient égales aux valeurs expérimentales. L'expression de cette probabilité combinée est la suivante :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\beta\sqrt{2\pi}} \left[\frac{1}{x_1} e^{-\left(\frac{(\ln x_1 - \alpha)^2}{2\beta^2}\right)} \times \frac{1}{x_2} e^{-\left(\frac{(\ln x_2 - \alpha)^2}{2\beta^2}\right)} \times \dots \times \frac{1}{x_{48}} e^{-\left(\frac{(\ln x_{48} - \alpha)^2}{2\beta^2}\right)} \right] \\ = \frac{1}{\beta\sqrt{2\pi}} \prod_{i=1}^{48} \frac{1}{x_i} e^{-\left(\frac{(\ln x_i - \alpha)^2}{2\beta^2}\right)} \end{aligned} \quad \text{Équation 3-4}$$

Les x_i étant tous connus, cette expression peut alors être regardée comme une fonction de α et β uniquement. On la nomme fonction de vraisemblance et on la note $L(\alpha, \beta, x_i)$:

$$L(\alpha, \beta, x_i) = \frac{1}{\beta\sqrt{2\pi}} \prod_{i=1}^n \frac{1}{x_i} e^{-\left(\frac{(\ln x_i - \alpha)^2}{2\beta^2}\right)} \quad \text{Équation 3-5}$$

Le problème de la correspondance entre valeurs expérimentales et valeurs calculées n'est toujours pas résolu. Il reste à trouver quel couple de valeurs de α et β va maximiser le rapprochement des deux séries X_i et x_i . Une façon d'y parvenir est de maximiser la probabilité $L(\alpha, \beta, x_i)$ que nous venons de définir à l'Équation 3-5.

Le couple de valeur α et β qui maximise $L(\alpha, \beta, x_i)$ fournit sûrement le meilleur estimé puisque la fonction de probabilité combinée est alors à son maximum. Toutefois, sous

cette forme, la fonction est difficile à manipuler. On peut par contre affirmer sans démonstration que lorsque la fonction de vraisemblance est à son maximum, son logarithme le sera aussi pour le même couple de valeur α et β . Sur cette base, il suffit alors de trouver le maximum de la fonction $\ln(L(\alpha, \beta, x_i))$:

$$\ln L(\alpha, \beta, x_i) = -n \left(\ln \beta + \frac{\ln(2\pi)}{2} \right) - \sum_{i=1}^n \left[\ln x_i + \frac{(\ln x_i - \alpha)^2}{2\beta^2} \right] \quad \text{Équation 3-6}$$

De plus, de par sa nature, la fonction n'a qu'un seul maximum facilement repérable par la dérivée nulle à ce point. Il suffira donc d'annuler les dérivées partielles de $\ln(L(\alpha, \beta, x_i))$ par rapport à α et β et de résoudre le système de deux équations à deux inconnues ainsi obtenu. Le calcul des dérivées partielles donne respectivement pour α :

$$\frac{\partial \ln L(\alpha, \beta, x_i)}{\partial \alpha} = \frac{1}{\beta^2} \left[\sum_{i=1}^n \ln x_i - na \right] = 0 \quad \Rightarrow \quad \alpha = \frac{\sum_{i=1}^n \ln x_i}{n} \quad \text{Équation 3-7}$$

et pour β :

$$\frac{\partial \ln L(\alpha, \beta, x_i)}{\partial \beta} = -\frac{n}{\beta} + \sum_{i=1}^n \frac{(\ln x_i - \alpha)^2}{\beta^3} = 0 \quad \Rightarrow \quad \beta^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (\ln x_i - \alpha)^2}{n} \quad \text{Équation 3-8}$$

On peut donc facilement calculer les deux paramètres de la fonction de densité de probabilité Log - normale. Rappelons que ces valeurs ne mènent pas nécessairement à une minimisation de l'erreur entre les points expérimentaux et la courbe de distribution. De par la méthode utilisée, les paramètres α et β calculés permettent de maximiser la probabilité combinée d'obtenir les valeurs expérimentales.

3.3 EXPÉRIMENTATION SOLIDE - LIQUIDE

Cette expérimentation vise à démontrer la capacité des mélangeurs SMX à produire une dispersion à partir de pigments industriels sous forme brute. Il s'agit donc principalement de tester des conditions d'incorporation initiale des pigments secs dans une phase aqueuse. Rappelons que la production de sauces de couchage nécessaires à la production de papier fin exige une telle étape. Elle est actuellement exécutée par l'intermédiaire d'appareils rotatifs avec leurs défauts inhérents : nombreuses pièces mobiles, remplacement coûteux, maintenance exigeante, ... D'autres voies menant à la production de suspensions concentrées sont donc à l'étude [Thibault 1999]. C'est dans ce contexte que s'inscrit notre travail.

3.3.1 Méthodologie expérimentale

L'expérimentation est réalisée dans les conditions suivantes :

- Le débit est conservé constant à une valeur d'environ 500 l/h soit le tiers de la capacité nominale de la pompe. On choisit ce débit pour maximiser la capacité de réduction de taille à basse concentration et pour limiter la pression lorsque la concentration commence à augmenter.
- Le pompage se fait en circuit fermé avec la sortie des mélangeurs directement ramenée dans la cuve d'admission après avoir traversé la section de mesure. À ce débit, le temps nécessaire à la vidange ou au traitement en entier du réservoir d'admission est d'un peu plus de 5 minutes.
- Ce temps de résidence permet d'ajouter toutes les quantités de CaCO_3 précipité avant que les premières particules arrivent aux mélangeurs et à la section de

mesure. Les pigments sont ajoutés tels quels dans le réservoir d'alimentation, sans broyage ou réduction de taille préalable. Les quantités nécessaires sont ajoutées manuellement à la surface libre du réservoir d'alimentation.

- Le nombre d'éléments du mélangeurs est choisi constant à 18 éléments.
- Deux mesures sont effectuées : la perte de charge mesurée aux différentes concentrations et la longueur moyenne des cordes au cours des expériences. La première permet de calculer la viscosité de procédé et la seconde, de connaître le temps nécessaire à l'atteinte de la taille minimale des particules dans les conditions employées.

Les caractéristiques du pigment utilisé sont présentées au Tableau 3-5. On utilise du carbonate en raison de sa popularité croissante en Amérique du Nord. Il entre dans la composition des sauces de couchage utilisées pour rehausser la qualité du papier. Les papetiers européens utilisent ce type de pigment à plus grande échelle.

Tableau 3-5 *Spécifications du fabricant relatives au carbonate de calcium utilisé.*

Nom	Fabricant/Distributeur	Produit	Spécifications du fabricant
CaCO ₃	ECCI International Cornwall, UK.	SupraGloss 90 Alphafine	<ul style="list-style-type: none"> • Carbonates précipités • ~10% d'humidité • 90% wt avec $D_s < 10^{-6}$ m • Livré en granules friables • $D_{\text{granules}} < 0,01$ m

La viscosité des suspensions concentrée de CaCO₃ n'a pu être mesurée par rhéométrie conventionnelle. Les valeurs de viscosité ont été obtenues directement du procédé. À partir d'une concentration seuil en particules d'environ 20%, la dispersion forme une pâte. Avec des géométries conventionnelles plan-plan, cone-plan ou Couette, le phénomène de

migration des particules abordé au chapitre 2 provoque la formation d'un film à la paroi et engendre des mesures de viscosité visiblement trop faibles. L'emploi d'un ruban hélicoïdal n'a pas apporté plus d'information puisque la pâte forme un bloc tournant à la vitesse de l'agitateur.

3.3.2 Configuration du montage

Après avoir remplacé la cellule de mesure transparente, la seule modification restant à faire pour passer de la configuration dispersion de liquide à celle pour la dispersion de solides consiste en l'ajout d'un agitateur à la cuve d'alimentation. Avec l'expérience acquise des travaux de Duquesnoy [Duquesnoy *et al.* 1995], on utilise deux tiges perpendiculaires pour favoriser le mélange dans la cuve. Elles mesurent 95% du diamètre D_{cu} et sont placées aussi près que possible du fond plat du réservoir.

L'agitation produite joue des rôles différents selon la phase de l'expérimentation. Au démarrage, elle évite la sédimentation du matériel brut car la viscosité de la suspension est encore faible et la tendance à la ségrégation est forte. Le CaCO_3 précipité est en effet ajouté sans broyage ou réduction de taille préalable. Lorsque la concentration atteint 20 ou 25%, la viscosité devient importante et l'agitateur a alors pour rôle de minimiser les écoulements préférentiels.

Le retour des mélangeurs est situé à la paroi alors que l'aspiration de la pompe est localisée au centre de la cuve. La tendance naturelle à favoriser l'écoulement en droite ligne entre le retour et l'aspiration est amplifiée. En effet, lors des essais avec des teneurs en solides élevées, la viscosité devient si grande que l'arrivée du fluide en provenance des mélangeurs

a tendance à retourner directement dans l'alimentation de la pompe, laissant mort presque tout le volume de la cuve. On arrive à minimiser ce phénomène en agitant simplement avec les quatre tiges en étoile, le mouvement rotatif provoque alors un écoulement en spirale autour de l'aspiration de la pompe. Bien qu'au sens strict du terme, ce type de mouvement ne puisse pas être considéré comme un réel mélange, l'expérience montre que l'uniformisation de la concentration s'effectue de façon satisfaisante.

3.3.3 *Appareil et technique de mesure*

Les particules individuelles de CaCO_3 ont une taille inférieure à quelques microns si l'on se fie aux caractéristiques fournies par le producteur (Tableau 3-5). Leur concentration élevée rend la technique de mesure de taille par visualisation inutilisable. La mesure est ici faite à l'aide d'une sonde développée spécialement pour ce type d'application [*Lasentec Inc.*]. Le principe de mesure est d'abord illustré puis le fonctionnement sera présenté.

Toute la technique de mesure est fondée sur l'emploi d'un laser. Un faisceau laser étant une lumière intense et cohérente, la focalisation d'un tel faisceau en un point de l'espace multiplie cette intensité. Il s'agit ici de mesurer l'intensité lumineuse réfléctie par ce point. Pour compenser le mouvement des particules devant la sonde, le point focal se déplace à une vitesse constante d'environ 2 m/s sur une trajectoire circulaire. Lorsque le point focal rencontre un obstacle ou qu'un corps solide vient se placer devant celui-ci, l'appareil mesure une variation importante du niveau de la lumière réfléctie. Une longueur peut être calculée à partir de la connaissance de la vitesse de déplacement du point focal combinée au temps de la variation de l'intensité.

Toutefois, il s'agit ici d'une longueur de corde et non d'une mesure absolue de longueur ou de taille. Cette mesure n'est représentative que de la distance sur laquelle la réflexion du point focal a été modifiée. Les particules n'étant pas nécessairement sphériques, le plan focal pourra être coupé par n'importe quelle portion de la particule selon son orientation spatiale. La Figure 3-9 illustre en deux dimensions la mesure des tailles par cette méthode et différentes possibilités de résultats suivant l'orientation de la particule lors de la mesure. L'ajout de la troisième dimension ne fait que multiplier les variantes mais n'apporte pas plus d'information.

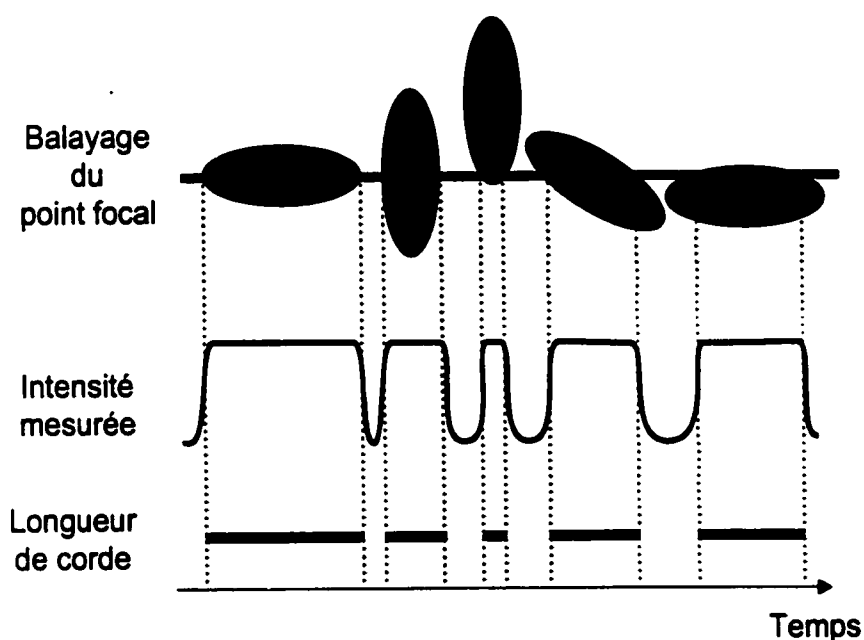


Figure 3-9 Longueurs de corde résultant de l'orientation d'une particule dans le plan de balayage du point focal de la sonde.

L'appareil compte entre 30 000 et 55 000 cordes par intervalle de mesure. On en ajuste la durée pour maximiser le nombre de cordes comptées sans excéder la capacité du compteur qui atteint 2^{16} (65 535). En dispersion de solides, lorsque la concentration dépasse 20%, les

intervalles de mesure doivent être réduits et durent en moyenne de 2 à 4 secondes. Après chaque période, on obtient une distribution complète des longueurs de cordes mesurées. Les distributions sont générées par un classement des cordes dans des catégories dont les tailles approchent celles des tamis industriels standards (10, 20, ... ,100 Mesh). Il s'agit ici de 38 classes dont les tailles suivent une croissance logarithmique avec comme première taille $0,8 \mu\text{m}$ et comme dernière 1 mm. La limite inférieure des tailles mesurables est imposée par la longueur d'onde de la lumière du faisceau laser.

La Figure 3-10 illustre une propriété importante de la technique de mesure. Pour une dispersion de particules ayant une forme parfaitement identique, on génère une distribution caractéristique et non pas un pic sur une dimension unique comme pourrait par exemple le faire un appareil COULTER COUNTER (*Mahem 1998*). Un appareil de ce genre fournit un diamètre moyen proportionnel à la projection dans un plan de la particule traitée. Une particule longue et mince pourra donner un diamètre parfaitement identique à une particule plus petite mais de forme ronde. On a ainsi l'impression de mesurer des particules ayant des dimensions uniformes. Pour faire la mesure toutefois, on doit procéder à des dilutions de plusieurs ordres de grandeur en concentration et surtout, la mesure en continu est pratiquement impossible alors que la mesure avec la sonde laser se fait, elle, directement dans l'écoulement.

L'avantage et l'inconvénient de cette méthode réside dans l'allure de la distribution qui va changer suivant les formes des particules rencontrées. La difficulté consiste à établir un lien avec les dimensions réelles. Les courbes de la Figure 3-10 montrent trois exemples de distributions de longueurs de cordes. Elles sont classées en fonction du rapport de

dimensions, respectivement a , b et c , suivant les trois axes de coordonnées x , y et z . La première distribution est obtenue pour une particule parfaitement sphérique ($a = b = c$), la seconde pour une sphère allongée en cigare suivant son axe vertical y ($a = c = b/4$) et la troisième pour une sphère aplatie sur son axe vertical ($b = a/4 = c/4$). Les dimensions caractéristiques pertinentes apparaissent sur la figure.

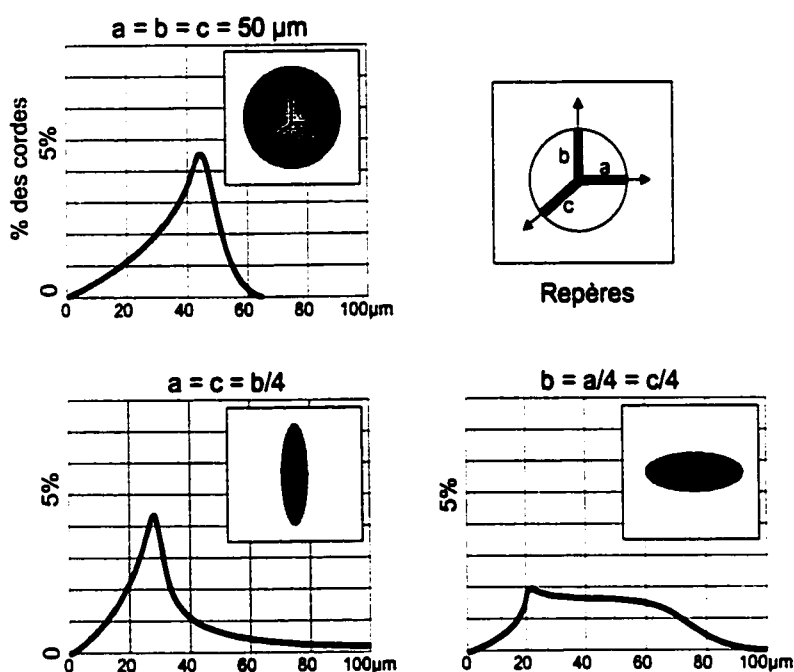


Figure 3-10 Distributions de longueurs de cordes obtenues pour différentes formes de particules [Lasentec Inc.].

Ces exemples mettent en évidence la difficulté d'interprétation des courbes de distributions obtenues. Pour rendre l'analyse plus adaptée, un filtre permet la pondération des distributions en fonction de la taille des catégories correspondantes. Il est ainsi possible de rendre les distributions plus sensibles à une certaine gamme de tailles.

CHAPITRE 4

CARACTÉRISATION HYDRODYNAMIQUE DU MÉLANGEUR SMX

Ce chapitre présente les résultats de simulations numériques avec l'objectif de démontrer leur capacité à caractériser l'hydrodynamique des mélangeurs SMX.

La première section du chapitre est consacrée à la validation des simulations. On procède par comparaison avec les résultats expérimentaux de perte de charge pour des fluides newtoniens. Rauline [1998] avait utilisé la même procédure alléguant qu'aucune autre ne peut être utilisée en raison de la complexité des géométries typiques aux mélangeurs statiques. Nous présentons à la suite les résultats des simulations de fluides non newtoniens. À notre connaissance, la littérature ne contient pas de résultats de simulations portant sur des fluides non newtoniens dans les mélangeurs SMX.

Les trois sections suivantes portent chacune sur une méthode de caractérisation des mélangeurs. On présente d'abord la constante de cisaillement effectif K_s , critère relatif à la géométrie. Les deux dernières sections portent sur la caractérisation de la capacité de mélange : distribution des temps de séjour (DTS) et distribution des longueurs de parcours (DLP). Il n'existe aucun résultat de ce type dans la littérature se rapportant au SMX.

4.1 PERTE DE CHARGE

Ce paragraphe a pour but d'évaluer la capacité des simulations numériques par éléments finis à fournir des résultats représentatifs d'une géométrie aussi évoluée que celle du mélangeur SMX. Tel qu'il l'a été dit, les résultats de perte de charge servent de validation globale des simulations. Le modèle utilisé pour les simulations est d'abord introduit, puis les résultats obtenus avec des fluides newtoniens sont présentés. La dernière partie de cette section est consacrée aux résultats obtenus avec des fluides non newtoniens.

La géométrie simulée est composée de deux éléments SMX dans une conduite. Les deux éléments de mélange représentés et leurs dimensions sont montrés sur la Figure 4-1. Un facteur de mise à l'échelle est ensuite appliqué à toutes les coordonnées pour s'ajuster aux dimensions réelles du mélangeur expérimental. Un élément de mélange compte huit lamelles sur la largeur de la conduite. Le rapport épaisseur/largeur de lamelle est de 0,44. On obtient ainsi un facteur de vide de 0,84 identique au mélangeur expérimental utilisé comme référence [Fasol 1995]. Le maillage de la géométrie compte 27 933 éléments finis de type tétraédrique et a été généré à l'aide du mailleur I-DEAS version 6.2 (SDRC Inc.). On utilise ces éléments plutôt que des éléments hexaédriques, en raison de leur grande flexibilité lors de la génération du maillage. Les conditions des simulations correspondent aux valeurs expérimentales inférieures et supérieures de débit utilisés par Fasol dans ses travaux [1995].

- Viscosité newtonienne η_0 : 50 Pa-s.
- Débits : 10 et 300 l/h.
- Conditions limites : Profil de vitesse parabolique à l'entrée du tube vide.

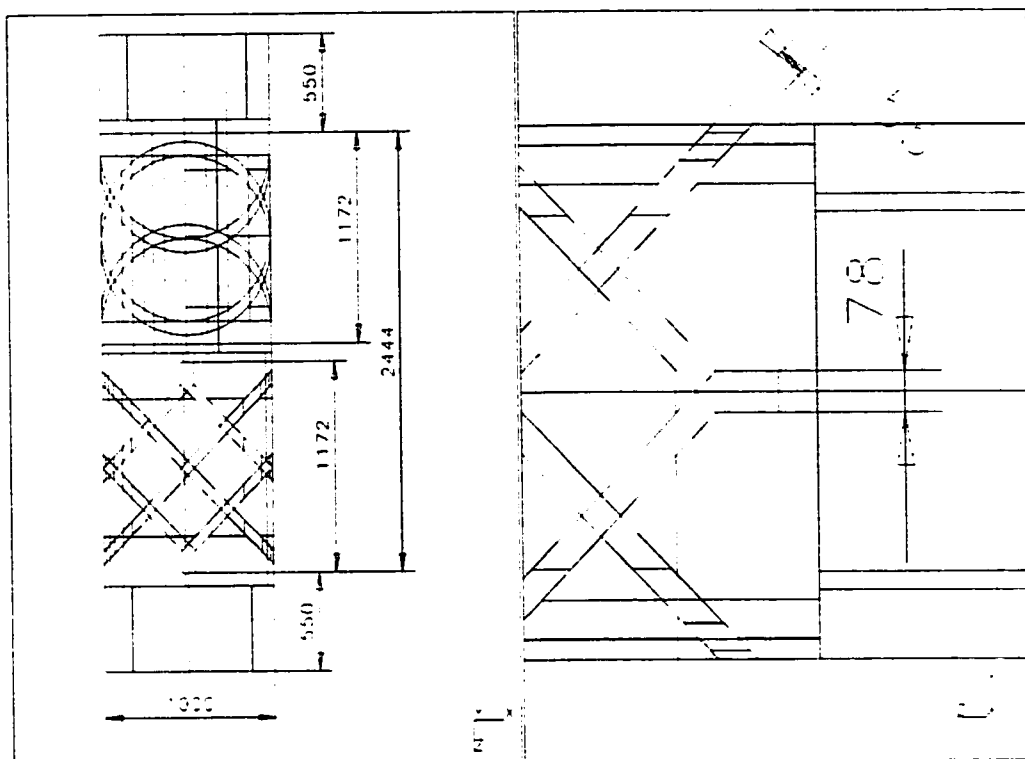


Figure 4-1 Détails et dimensions des deux éléments mélangeurs SMX simulés.

Les simulations sont toutes effectuées avec le code de calcul POLY3D^{MC} (Rheotek Inc.). Ce logiciel permet de résoudre l'équation de conservation de la quantité de mouvement en trois dimensions par la méthode des éléments finis. Il existe une variété d'éléments finis disponibles pour exécuter les simulations. Leur différence repose sur les bases d'approximation qu'ils utilisent pour le calcul de la vitesse et de la pression (polynômes d'interpolation de Lagrange). Les éléments finis utilisés ici assurent la conservation locale de la matière et comportent différents types d'approximations : $P_1^+-P_0$; $P_1^+-P_1$ et $P_2^+-P_1$ [Bertrand et al 1992]. Un élément $P_1^+-P_0$ repose sur une base d'approximation linéaire enrichie en vitesse et une pression discontinue constante dans l'élément. Un élément $P_1^+-P_1$ possède une approximation identique en vitesse mais une approximation de pression

discontinue et linéaire par élément. Ces deux éléments comptent huit nœuds pour l'approximation des vitesses. Enfin, l'élément $P_2^+-P_1$ a une approximation quadratique en vitesse et discontinue linéaire par élément en pression. Il compte 15 nœuds en vitesse. La dimension des problèmes relatifs au maillage de 27 933 éléments et engendrés par chaque type est présenté au Tableau 4-1.

Tableau 4-1 Dimensions des problèmes d'éléments finis engendrés par l'emploi des éléments de trois types différents.

Éléments	# nœuds en vitesse	# nœuds en pression	# d'équations
$P_1^+-P_0$	66597	27 933 x 1	163 378
$P_1^+-P_1$	66597	27 933 x 4	163 378
$P_2^+-P_1$	133 307	27 933 x 4	326 428

Les pertes de charge obtenues par simulations de fluides newtoniens sont regroupées sur la Figure 4-2. Les résultats sont présentés sous la forme :

$$Ne = \frac{K_p}{Re} \quad \text{Équation 4-1}$$

et dans laquelle :

$$Ne = \frac{\Delta P}{\rho v^2} \frac{D_t}{L} \quad \text{Équation 4-2}$$

$$Re = \frac{D_t v \rho}{\eta_0}$$

Les résultats numériques sont tous identifiés par des symboles. Une droite d'ordonnée à l'origine $Ne=1200$ et de pente égale à -1,0 sert de référence. C'est la valeur générale fournie par Sulzer pour le mélangeur SMX [Sulzer 1991]. Seul les résultats obtenus avec l'élément $P_2^+-P_1$ permettent de retrouver la valeur correcte de perte de charge.

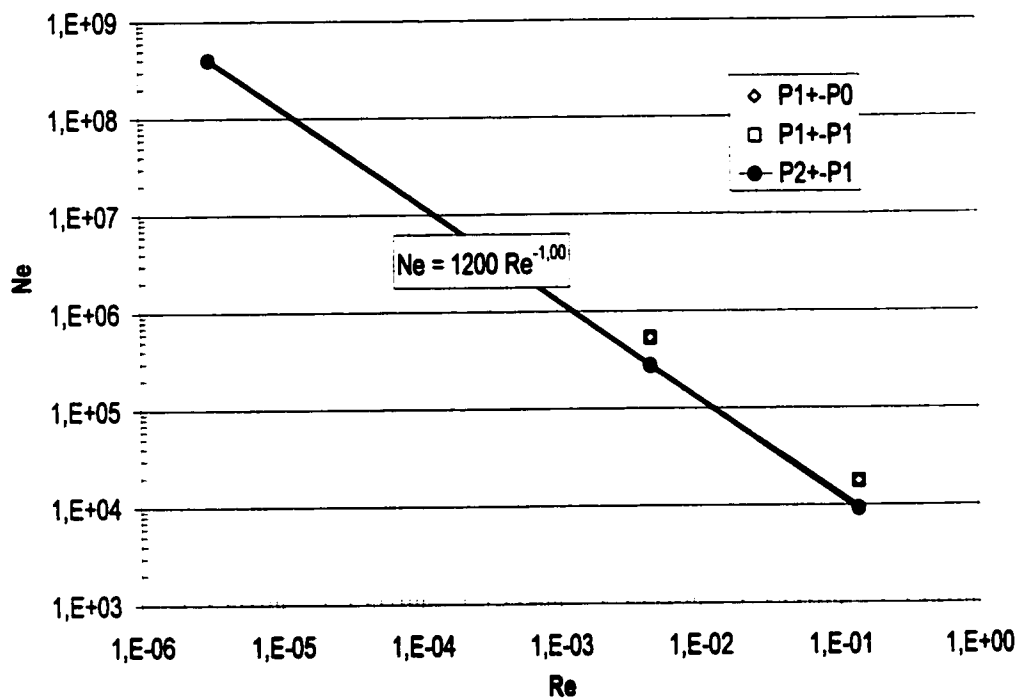


Figure 4-2 Résultats de perte de charge avec des fluides newtoniens pour différents types d'éléments finis.

Le Tableau 4-2 présente les valeurs numériques de K_p et les écarts obtenus à la valeur de référence de 1200.

$$K_p = \frac{\Delta P D^2}{\eta_0 \nu L} \quad \text{Équation 4-3}$$

Ces résultats sont obtenus pour un débit de 10 l/h. Les résultats sont semblables avec les débits de 1 et 300 l/h. Quatre mesures de ΔP ont été utilisées pour comparaison. Elles correspondent respectivement à la perte de charge dans le premier élément (Premier), dans le second (Deuxième), entre le milieu du premier et le milieu du second (Mi 1- Mi 2) et finalement dans les deux éléments à la fois (Total).

La valeur de K_p obtenue entre les milieux de chaque élément simulé et au total des deux éléments est meilleure que celle obtenue avec chaque élément individuellement. Cette constatation est vraie pour les trois types d'éléments finis. Une explication est fournie par la géométrie simulée. Elle comporte en effet un léger espacement entre les deux éléments ($=D_i/10$). On doit ajouter cette distance pour rendre le maillage possible.

Tableau 4-2 Valeurs de K_p obtenues pour un débit de 10 l/h et écarts avec la valeur de référence de 1200.

	P1+-P0		P1+-P1		P2+-P1	
	K_p	Écart (%)	K_p	Écart (%)	K_p	Écart (%)
Premier élément	2728	127%	2794	133%	1361	13%
Deuxième élément	2582	115%	2657	121%	1381	15%
Mi 1- Mi 2	2431	103%	2435	103%	1266	6%
Total	2555	113%	2626	119%	1321	10%

La valeur de K_p avec des fluides newtoniens étant calculée par l'Équation 4-3, une augmentation de longueur totale entre les points de mesure de pression engendre une réduction de la valeur de K_p et fait donc diminuer celle-ci. De plus, comme la perte de charge dans les mélangeurs est de 30 à 40 fois celle d'une conduite, un léger allongement entre les éléments a peu d'influence directe sur la perte de charge totale mais vient fausser d'autant le calcul de K_p .

L'analyse des résultats du Tableau 4-2 montre que seul l'élément $P_2^+-P_1$ permet de retrouver une valeur correcte de perte de charge. Il est en effet le seul élément qui fournisse une valeur de K_p comparable à la valeur de référence de 1200 avec un écart inférieur à 15%. Elle n'est valable que pour des fluides newtoniens.

La relation présentée par Fasol pour le SMX [1995] est la seule qui exprime la perte de charge pour des fluides non newtoniens :

$$\frac{f}{2} = \frac{184}{Re(\eta(\dot{\gamma}_p))} \quad \text{Équation 4-4}$$

Suivant la nomenclature adoptée ici, $Ne = 2f$. La viscosité est évaluée pour la vitesse de cisaillement à la paroi d'un tube vide parcouru par la même vitesse superficielle. Il est ainsi possible de calculer un nombre de Reynolds en utilisant le modèle de viscosité représentant le fluide utilisé. De même, en utilisant une viscosité appropriée pour le calcul du nombre de Reynolds, les résultats de simulations permettent d'obtenir une relation linéaire entre Ne et Re .

Dans ce but, on utilise les deux débits correspondants aux limites expérimentales de Fasol [1995] : 10 et 300 l/h. Un modèle de viscosité de Carreau (Équation 4-5) représente le comportement des fluides non newtoniens avec 7 indices d'écoulement : 0,8; 0,7; 0,6; 0,5; 0,45; 0,40; 0,35.

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\eta_0}{\left(1 + (\epsilon_{v2}|\dot{\gamma}|)^2\right)^{(1-n)/2}} \quad \text{Équation 4-5}$$

La viscosité de plateau newtonien η_0 est de 50 Pa-s et le temps caractéristique du fluide τ_0 égale 2 s. Fasol a utilisé des solutions de CMC combinée à de la glycérine procurant des paramètres proches de ceux utilisés ici. L'indice d'écoulement n était constant avec une valeur proche de 0,7.

Le graphique de la Figure 4-3 montre l'évolution de Ne en fonction de Re . Le nombre de Reynolds est calculé avec la viscosité prise à la paroi, dans la section correspondant à un tube vide à la sortie des mélangeurs (Figure 4-1). Une droite de pente égale à -1,0 et passant par $Ne=1266$ se superpose aux valeurs obtenues avec les éléments $P_2^+ \cdot P_1$. La performance des éléments $P_1^+ \cdot P_0$ et $P_1^+ \cdot P_1$ est nettement moins satisfaisante. Une droite

reliant les points du graphique devrait avoir une pente de -1,15. Ainsi ces éléments, en plus d'engendrer des valeurs trop élevées de perte de charge avec de fluides newtoniens (Figure 4-2), ne permettent pas de représenter correctement le comportement non newtonien dans des géométries aussi complexes que les mélangeurs SMX.

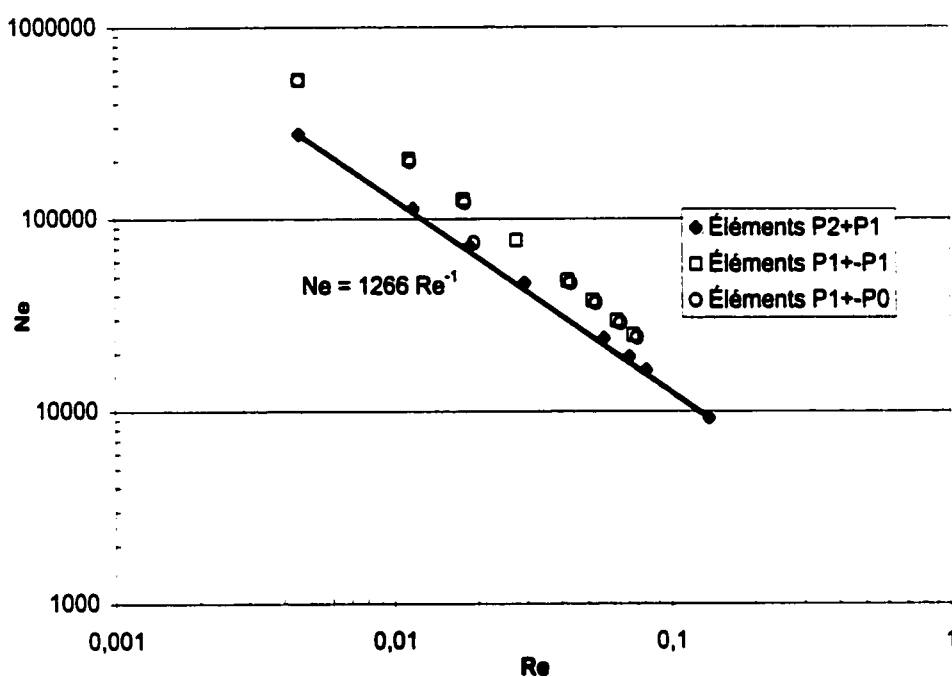


Figure 4-3 Résultats des simulations présentés sous forme de relation Ne vs Re .

La question du nombre d'éléments composant le maillage n'a pas été abordée jusqu'ici. Il peut sembler intéressant d'utiliser un type d'élément fini moins précis mais exigeant de ressources mémoire et des temps de calcul plus faibles. Une augmentation du nombre d'éléments dans le maillage compense alors pour la perte en précision. La situation présentée ici et dans laquelle les ressources machines sont sollicitées à leur maximum nous laisse sans alternative. L'augmentation significative du nombre des éléments dans les

maillages utilisés ici place la simulation hors des ressources machine actuellement disponibles sur des stations de travail commerciales.

Chaque type d'élément, en fonction de sa base d'approximation en vitesse, engendre un nombre d'équations : 24 pour les $P_1^+-P_0$ et $P_1^+-P_1$, 45 pour le $P_2^+-P_1$. Le nombre d'équations influence directement le temps calcul, CPU (Rheotek Inc.), et la précision du résultat :

$$CPU = N_{eq}^{1.4} \quad \text{Équation 4-6}$$

Un problème simple, décrivant une cavité carrée dont la partie supérieure est mobile, a fourni des indications sur la précision fournie par deux des éléments utilisés dans ce travail : $P_1^+-P_0$ et $P_2^+-P_1$ [Bertrand et al 1992]. Pour obtenir une erreur de valeur comparable entre ces deux types d'éléments, il a été démontré que le nombre d'équations doit être augmenté d'un facteur 10^3 avec un élément fini de type $P_1^+-P_0$ par rapport au nombre utilisé avec un élément de type $P_2^+-P_1$. Les mélangeurs simulés dans ce travail ont une géométrie bien plus complexe que celle de la cavité carrée. Les variations de vitesse y sont brusques et nombreuses. Il est donc raisonnable d'affirmer que le facteur 10^3 obtenu avec la cavité carrée pour obtenir des résultats comparables entre les deux types d'éléments finis devrait être retrouvé dans les simulations des mélangeurs statiques. Cette hypothèse ne peut malheureusement être vérifiée étant donnée la taille du problème qui serait généré.

Les éléments finis de type $P_2^+-P_1$ se révèlent donc les seuls parmi les trois types utilisés dans ce travail ($P_1^+-P_0$, $P_1^+-P_1$ et $P_2^+-P_1$) à fournir des résultats de perte de charge comparables aux valeurs publiées. La confrontation entre les valeurs expérimentales et les simulations utilisant une viscosité newtonienne avait déjà été faite pour le type d'élément

$P_2^+ - P_1$ [Rauvine 1998]. Toutefois, aucun travail n'avait évalué la performance des éléments utilisant des approximations linéaires en vitesse ($P_1^+ - P_0$, $P_1^+ - P_1$) dans ce type de géométrie.

Avec des rhéologies non newtoniennes, les deux types d'éléments linéaires ne fournissent pas une évaluation correcte de la viscosité lorsque l'indice d'écoulement n varie. Le nombre de Reynolds calculé par la même méthode que Fasol [1995], ne procure pas une relation linéaire entre Ne et Re . La viscosité est surévaluée et mène plutôt à un Re affecté d'un exposant de 1,15 dans l'Équation 4-1. L'élément de type $P_2^+ - P_1$ a fourni un exposant égal à la valeur théorique de 1,0 dans la même situation.

4.2 DÉTERMINATION DE LA CONSTANTE DE CISAILLEMENT EFFECTIF K_s

Ce paragraphe présente les résultats numériques et expérimentaux menant à la détermination de la constante géométrique K_s . La connaissance de cette valeur pour une géométrie donnée permet le calcul de la viscosité de pratiquement n'importe quel fluide et donc de prédire la perte de charge. Seule la relation de Ne en fonction de Re obtenue avec des fluides newtoniens est requise pour le calcul. À notre connaissance, il n'existe pas de travail publié à ce sujet relativement aux mélangeurs SMX.

En agitation mécanique, la constante K_s relie la vitesse de cisaillement moyenne ou apparente $\dot{\gamma}_{app}$ produite par un mobile d'agitation dans une cuve à la vitesse de rotation :

$$\dot{\gamma}_{app} = K_s N \quad \text{Équation 4-7}$$

où N est la vitesse de rotation de l'agitateur. Parallèlement, on peut écrire une relation équivalente pour un écoulement dans une conduite, vide ou comportant des obstacles (Delplace et Leulliet, 1995):

$$\dot{\gamma}_{app} = K_s \frac{u}{D_t} \quad \text{Équation 4-8}$$

L'obtention de la valeur de la constante K_s se fait suivant la méthode développée par Metzner et Otto [1957] dont les étapes ont déjà été décrites au Chapitre 2 :

- 1- Récupérer la perte de charge de la simulation ou de l'expérimentation
- 2- Calculer le nombre de Newton : $Ne = \frac{\Delta P}{\rho u^2} \frac{D_t}{L}$
- 3- Calculer le nombre de Reynolds apparent : $Re_{app} = \frac{K_p}{Ne}$
- 4- Calculer la viscosité apparente : $\eta_{app} = \frac{D_t u \rho}{Re_{app}}$
- 5- Calculer la valeur de K_s en remplaçant la vitesse de cisaillement de l'expression du modèle de viscosité par la vitesse de cisaillement apparente :

$$\dot{\gamma}_{app} = K_s \frac{u}{D_t} \quad \text{Équation 4-9}$$

Le Tableau 4-3 présente la relation explicite de la valeur de la constante K_s en fonction de la vitesse de cisaillement pour les trois modèles de viscosité utilisés dans ce travail. Il est donc possible de calculer la valeur de la constante pour chaque valeur de débit et d'indice d'écoulement n .

La Figure 4-4 présente les valeurs de K_s obtenues pour les conditions décrites au Tableau 4-4. On a calculé K_s avec la perte de charge obtenue du premier élément (Premier), du second (Deuxième) et entre le milieu du premier et le milieu du second (Mi 1-Mi 2). Le but est de vérifier un éventuel effet d'entrée ou de sortie.

Tableau 4-3 Relations menant à la valeur de Ks pour différents modèles de viscosité.

Modèle de viscosité	Relation pour Ks
Loi de puissance	$\eta(\dot{\gamma}) = k \dot{\gamma} ^{n-1} \qquad K_s = \frac{D_t}{\nu} \left(\frac{\eta_{app}}{k} \right)^{1/(n-1)}$
Modèle de Carreau	$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\eta_0}{\left(1 + (\dot{\gamma}_{1/2} \dot{\gamma})^2 \right)^{(1-n)/2}} \qquad K_s = \frac{D_t}{\nu \dot{\gamma}_{1/2}} \sqrt{\left(\frac{\eta_0}{\eta_{app}} \right)^{2/(1-n)} - 1}$
Modèle de Cross	$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\eta_0}{1 + \left(\frac{ \dot{\gamma} }{\dot{\gamma}_{1/2}} \right)^{1-n}} \qquad K_s = \frac{\dot{\gamma}_{1/2} D_t}{\nu} \left(\left(\frac{\eta_0}{\eta_{app}} \right) - 1 \right)^{1/(1-n)}$

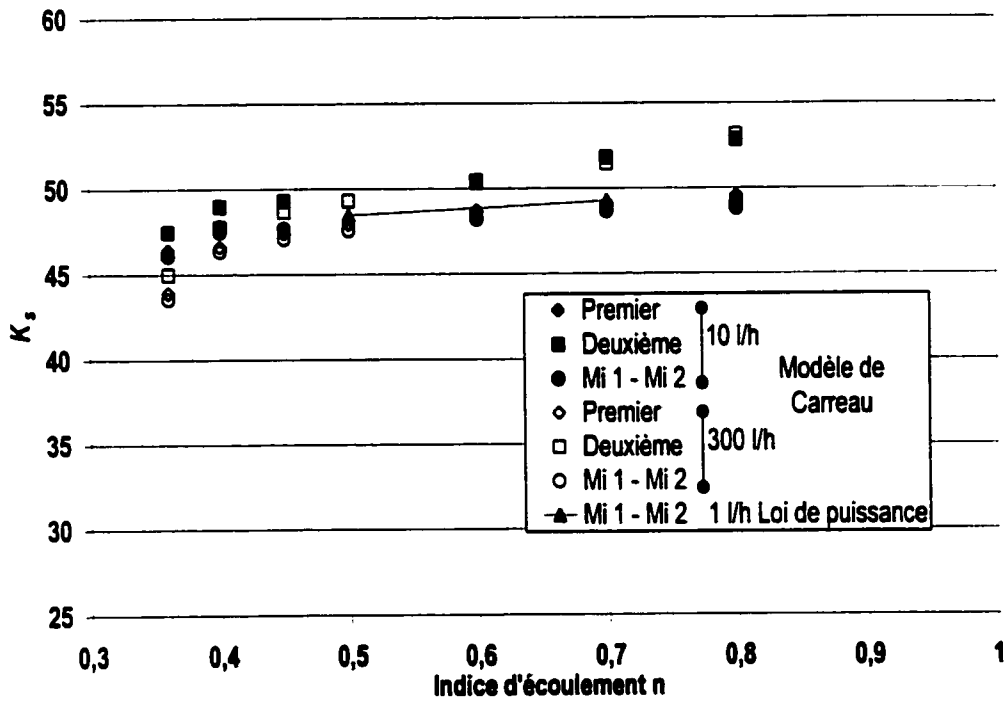


Figure 4-4 Valeurs de Ks obtenues par simulations pour deux mélangeurs SMX.

Tableau 4-4 Conditions utilisées dans les simulations avec 6 éléments SMX.

Modèle rhéologique	Débit (l/h)	Indices d'écoulement
Carreau	10 ; 300	0,8; 0,7; 0,6; 0,5; 0,45; 0,4; 0,35
Loi de puissance	1	0,7; 0,5

On observe premièrement que les valeurs de K , obtenues sont semblables peu importe le modèle de viscosité employé.

Exception faite des valeurs du second élément (■, □), une faible dépendance en fonction de n se dessine pour des valeurs inférieures à $n=0,4$. Ce comportement avait déjà été mis en évidence pour d'autres types d'appareils de mélange [Brito, 1993]. Le second élément semble toutefois engendrer des valeurs de K , légèrement plus sensibles à la variation de l'indice d'écoulement.

Pour vérifier cette déviation et s'assurer qu'il ne s'agit pas d'un effet de sortie, un maillage représentant six éléments SMX a été généré (I-DEAS, MasterSeries-5). Il compte 29 562 éléments. Les dimensions sont les mêmes que celles utilisées pour le maillage des deux SMX utilisé jusqu'ici et ont déjà été présentées à la Figure 4-1.

Une première simulation permet de calculer le K_p :

- Débit : 0,7 l/h
- Viscosité newtonienne : 600 Pa.s.
- Re : 0,0001

La valeur obtenue en considérant les six éléments à la fois est de 1 326, semblable à celle obtenue au total des deux éléments (Tableau 4-2). Une seconde simulation avec un fluide

dont la viscosité suit le modèle de Loi de puissance permet le calcul de K_s . Un seul indice d'écoulement n a été utilisé avec une valeur de 0,5.

Le graphique de la Figure 4-5 montre les six valeurs individuelles de K_s obtenues. La moyenne est de 50 comparativement à 48 obtenue avec les simulations pour deux éléments. Tout comme avec le maillage des deux éléments SMX, l'élément de sortie semble montrer une valeur légèrement plus basse. Toutefois, le calcul de K_s utilise une relation en puissance de $1/(1-n)$ (Tableau 4-3) et est sensible aux imprécisions sur la valeur de la viscosité apparente. L'expression de l'incertitude sur la valeur de K_s (Équation 4-10) révèle une erreur relative cumulée de 5% en considérant des erreurs de 1% sur la vitesse et la pression. On ne peut donc pas conclure à un effet de sortie.

$$\frac{\Delta K_s}{K_s} = \left(1 + \frac{1}{1-n}\right) \frac{\Delta v}{v} + \left(\frac{1}{1-n}\right) \frac{\Delta(\Delta P)}{\Delta P} \quad \text{Équation 4-10}$$

Des valeurs expérimentales de K_s ont été obtenues avec trois solutions présentant une viscosité non newtonienne. Elles sont identifiées respectivement par Polym 1, Polym 2 et Polym 3. La composition et la valeur des paramètres des modèles rhéologiques ont déjà été présentées au Chapitre 3, Tableau 3-3. Les résultats, sur une large gamme de Re , donnent une moyenne de K_s égale à 35 mais avec des valeurs dispersées sur une plage de ± 5 autour de celle-ci. Pour comparer, on a ajouté les valeurs obtenues numériquement avec les débits simulés de 300 l/h. La valeur moyenne de ces points est de 47.

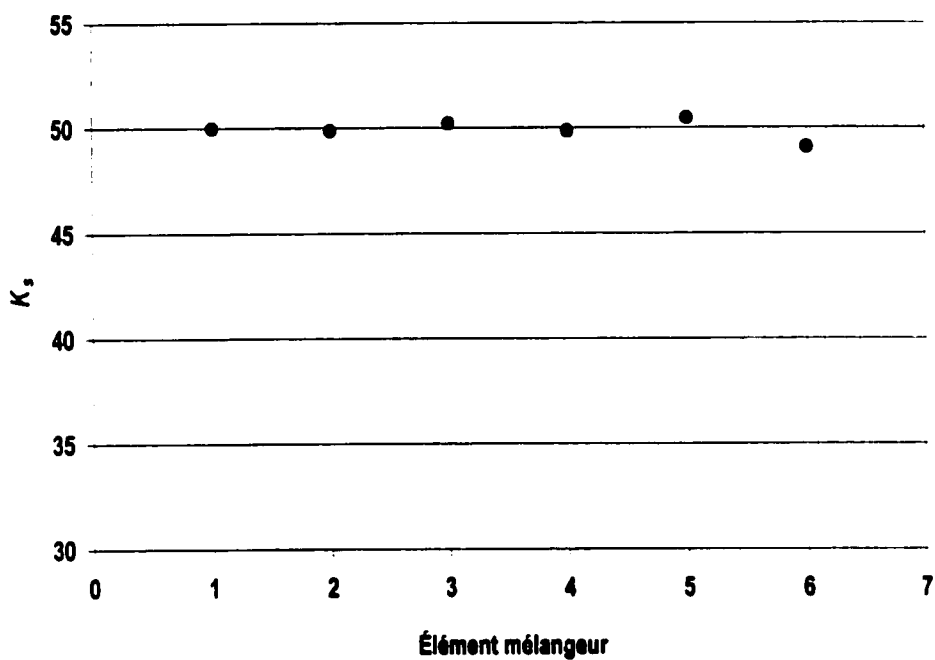


Figure 4-5 Valeurs de K_s obtenues individuellement pour un maillage de six éléments SMX.

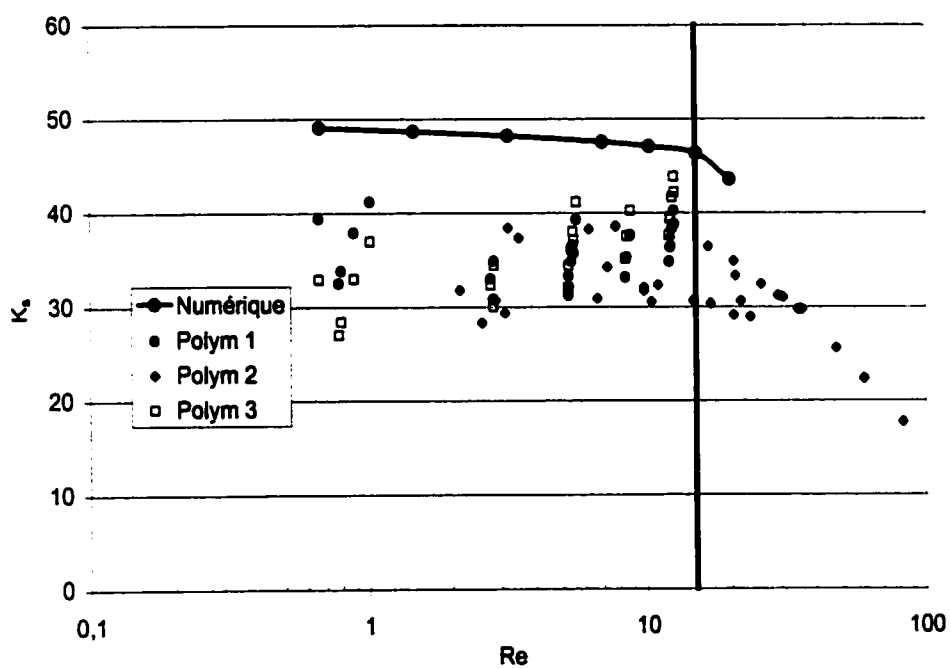


Figure 4-6 Valeurs expérimentales de K_s pour le mélangeur SMX.

Une droite à $Re=15$ souligne la limite du régime laminaire telle que déterminée expérimentalement par Fasol [1994]. K_s , de par sa nature, n'a un sens qu'en régime purement laminaire et se montre très sensible à la présence des phénomènes inertiels qui prennent de l'importance au-delà de $Re=15$. Les résultats tant numériques qu'expérimentaux de K_s montrent clairement un changement d'allure au-delà de cette valeur.

Une relation de perte de charge pour le SMX présentée au Chapitre 2 permet de comparer les valeurs de K_s obtenues ici. Shah et Kale [1991] ont présenté une relation du coefficient de frottement en fonction d'un nombre de Reynolds généralisé :

$$Re_g = \frac{D_i v' \rho}{k \left(8 \frac{v'}{D_i} \right)^{n-1}} \quad \text{Équation 4-11}$$

La vitesse moyenne v' dans la conduite est la vitesse moyenne corrigée pour la fraction de vide du mélangeur ε :

$$v' = \frac{v}{\varepsilon} \quad \text{Équation 4-12}$$

Dans leurs travaux, la valeur de la fraction de vide est de 0,87 pour le mélangeur SMX. La relation pour la perte de charge fait explicitement apparaître la valeur de l'indice de rhéofluidifiante et s'exprime :

$$Ne = \frac{700n}{Re_g} + \frac{20,52n / (n+1)}{Re_g^{\frac{2,32n}{n+3}}} \quad \text{Équation 4-13}$$

À partir des conditions données [Shah et Kale, 1991], on peut calculer une perte de charge correspondante et donc extraire une valeur de K_s . Le Tableau 4-5 présente les conditions et le résultat du calcul de la constante effectué suivant la séquence suivante.

- 1- Calculer Re_g à partir des conditions de débit ($0,2$ à $1,1 \times 10^{-4}$ m³/s), D_n , n et k fournies
- 2- Calculer Ne avec l'Équation 4-13
- 3- Calculer Re_{app} avec $K_p = 707$: $Re_{app} = \frac{K_p}{Ne}$
- 4- Obtenir la viscosité apparente : $\eta_{app} = \frac{D_i v' \rho}{Re_{app}}$
- 5- Calculer K_s avec la relation pour la Loi de puissance du Tableau 4-3

Tableau 4-5 Valeurs de K_s pour le SMX obtenues de la relation de perte de charge présentée par Shah et Kale [1991].

	CMC 2%		CMC 1%	
D	0,054	0,026	0,054	0,026
k	4,2	2,5	0,2	0,2
n	0,58	0,62	0,75	0,77
K_s	29	27	27	25

Avec une moyenne de 27, ces valeurs sont légèrement inférieures à 35 obtenue avec le SMX de cette étude. Deux raisons peuvent contribuer à cet écart. La géométrie du mélangeur ne peut qu'être différente puisque le facteur de vide est de 0,87 et non de 0,84. Étant moins dense, il y a toutes les raisons de croire que le cisaillement produit est moins fort ce qui mène à un K_s plus faible. Deuxièmement, pour obtenir la valeur du K_s des éléments mélangeurs de Shah et Kale [1991], on a utilisé un moyen détourné. Cette

méthode n'est pas celle préconisée par Metzner et Otto [1957] devant normalement être employée. Elle mène à des valeurs comparables malgré tout.

La valeur de K_p a aussi été obtenue numériquement pour un mélangeur Kenics. Le maillage utilisé comporte 6 éléments d'un rapport L_M/D , égal à 1,5 et dont l'épaisseur des lamelles rapportée au diamètre de conduite est de 0,06. Le débit imposé est de 15 l/h. La viscosité newtonienne est de 600 Pa-s. La valeur de K_p obtenue pour cette géométrie est de 274 et se compare aux valeurs présentées dans la revue de la littérature au paragraphe 2-1. Pour la détermination du K_p , on a utilisé une seule simulation avec un fluide dont la viscosité répond à une loi de puissance ($n = 0,5$). La Figure 4-7 montre les résultats de K_p obtenus pour chaque élément.

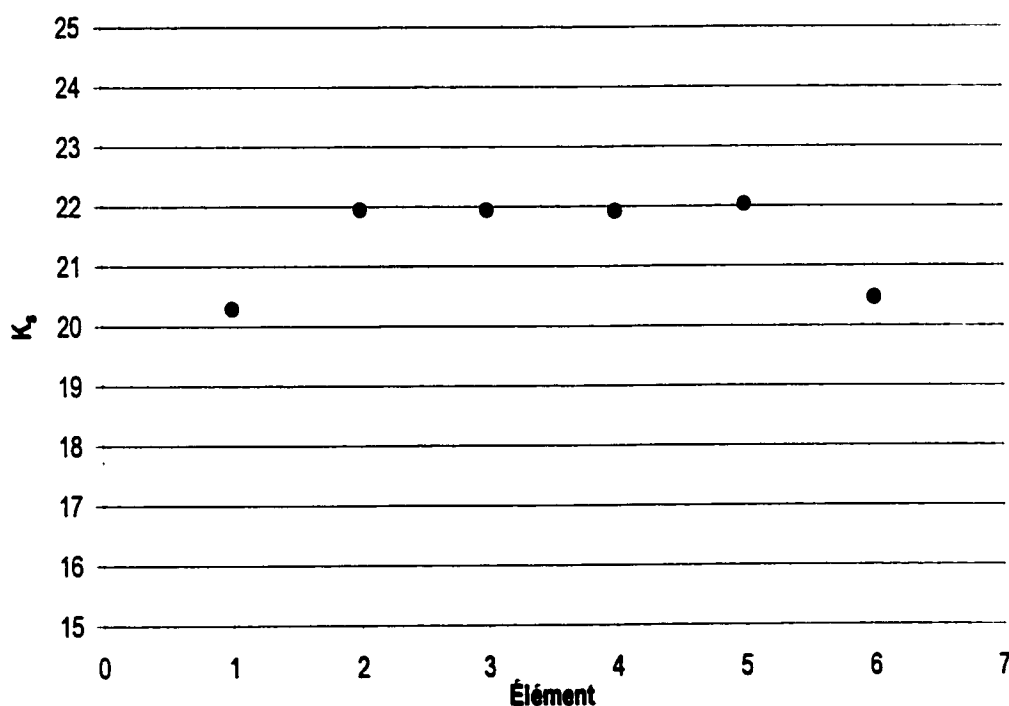


Figure 4-7 Valeurs de K_p obtenues numériquement pour le mélangeur Kenics.

Le premier et le dernier éléments mélangeurs montrent une valeur plus faible de K , d'environ 10% devant celle obtenue pour les autres éléments. Aucun effet d'entrée ou de sortie n'est apparent pour le second et l'avant dernier élément. Contrairement au mélangeur SMX (Figure 4-5), on doit donc tenir compte de ces effets de position dans le traitement ultérieur des résultats. La valeur moyenne de K , retenue pour ce mélangeur est de 22.

Le Tableau 4-6 résume toutes les valeurs de K , obtenues dans le cadre de ce travail et qui peuvent aussi être retrouvées dans la littérature concernant les mélangeurs statiques.

Tableau 4-6 *Résumé des valeurs de K_s obtenues ici et trouvées dans la littérature relative aux mélangeurs statiques.*

Mélangeur (Manufacturier)		Valeur de K_s	Méthode de détermination	Auteur
SMX (Sulzer)	$\epsilon=0,84$	35 , 47	exp., num.	Ce travail
SMX	$\epsilon=0,87$	27	exp.	Shah et Kale 1991
Kenics (Chemineer)	$\epsilon=0,96$	22	num.	Ce travail
LPD (Ross Eng.)		18	num.	Jeanson 1995
LPD (angle de 45°)		11	exp.	Arzate 1999
LPD (angle de 60°)		14	exp.	Arzate 1999

4.3 DISTRIBUTION DES TEMPS DE SÉJOUR

Cette section a pour but de démontrer la capacité des simulations à fournir des résultats de distribution de temps de séjour (DTS) comparables à ce qui peut être obtenu expérimentalement. On confronte d'abord les résultats numériques à une solution analytique pour une conduite vide. Par la suite, deux modèles de DTS servent de référence pour les résultats obtenus avec des mélangeurs SMX. On compare aussi les mélangeurs SMX et Kenics entre eux. Enfin, l'effet de la rhéologie non newtonienne sur la DTS est évalué dans ces deux mélangeurs. À notre connaissance, il n'existe pas de tels résultats dans la littérature relative aux mélangeurs statiques.

Dans un réacteur, en fonction de la géométrie et de l'hydrodynamique, chaque molécule requiert un temps différent de celui mis par l'ensemble du fluide pour traverser le volume. Ces écarts au temps moyen de passage entraînent une distribution que l'on nomme « distribution des temps de séjour ».

Trois grandes méthodes sont utilisées pour obtenir la DTS d'un réacteur notée ici $E(t)$. Un échelon dans les conditions d'entrée engendre à la sortie la courbe cumulative de distribution, notée $F(t)$. La DTS et la $F(t)$ sont reliées par l'expression :

$$E(t) = \frac{dF}{dt}$$

Une impulsion de Dirac à l'entrée procure directement la DTS $E(t)$ en sortie de réacteur. Enfin, en considérant le réacteur comme un système linéaire, on peut relier la mesure de sortie obtenue avec une injection quelconque par une relation faisant intervenir une fonction de transfert $G(s)$.

Numériquement, on obtient la DTS en suivant le parcours de particules fictives initialement réparties sur la section de la conduite, à l'entrée des mélangeurs [Nauman et Buffam 1983]. À chaque particule, on associe une fraction de débit ΔQ_i :

$$\Delta Q_i = 2v_{\text{moy}} \left(1 - \left(\frac{r_i}{R} \right)^2 \right) \left(\frac{A_{\text{totale}}}{N_{\text{particules}}} \right) \quad \text{Équation 4-14}$$

Chaque fraction est calculée relativement à la position $r_i(x,y)$ de la particule sur la section de conduite ayant une aire A_{totale} . $N_{\text{particules}}$ représente le nombre total de particules considérées et v_{moy} la vitesse moyenne de l'écoulement.

On obtient la DTS en construisant l'histogramme des combinaisons temps et fraction de débit correspondant. Le rapport $\Delta Q_i/Q$ est la fraction des particules ayant un temps de séjour t_i . La combinaison des valeurs $\Delta Q_i/Q$ et t_i permet la construction d'un histogramme représentatif de la DTS $E(t)$. Lorsque le nombre de particules devient très grand, cette distribution constitue une approximation très proche de la DTS. Il est aussi possible d'obtenir la distribution cumulative des temps de séjour $F(t)$ en classant les ΔQ_i de telle sorte que $t_{i+1} \geq t_i$. Une fois ce classement effectué, on a :

$$F(t_k) = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^k \Delta Q_i \quad t_i \leq t_k \quad \text{Équation 4-15}$$

Nauman et Buffam [1983] recommandent d'ailleurs cette pratique, moins sensible aux imprécisions numériques.

L'obtention d'un temps de séjour par particule fictive exige le calcul de sa trajectoire depuis son point de départ ($x(0)=x_0$) :

$$\bar{v} = \frac{d\bar{x}}{dt} \quad \text{Équation 4-16}$$

et donc :

$$x(t) = x_0 + \int v dt \quad \text{Équation 4-17}$$

Pour effectuer l'intégration, on utilise le schéma d'intégration de Runge-Kutta d'ordre 4 [Burden 1985]. La valeur du pas de temps choisi influence, jusqu'à un certain degré, la précision du calcul effectué. Le critère choisi ici est une valeur de pas de temps permettant de conserver le plus grand nombre possible de particules. En effet, en raison des imprécisions numériques, certaines particules fictives sont perdues au cours du calcul de leur trajectoire pour deux raisons principales : elles s'arrêtent en raison d'une vitesse trop

faible ou bien elles sortent du domaine. Ce problème n'a été rapporté que dans un seul travail [Hobbs et Muzzio, 1997]. Les auteurs ont contourné le problème en déplaçant artificiellement les particules fictives pour les repositionner plus loin de la paroi, là où l'écoulement est plus favorable à leur transport. Dans ce travail, le choix a été fait de traiter les résultats obtenus avec les particules restantes.

Deux paramètres sont utilisés pour contrôler l'avancement des particules. Le premier est le pas de temps utilisé pour l'intégration de l'Équation 4-17 et le second est la vitesse considérée comme valeur de 0 pour déterminer si la particule traitée s'est arrêtée.

Pour étudier la sensibilité des résultats à ces deux critères, on utilise six éléments SMX. (Voir la section 4.2). Les conditions simulées procurent les plus courtes valeurs de temps de séjour moyen et sont donc représentatives des conditions de vitesse les plus difficiles à exploiter. De plus, le maillage correspond au plus petit nombre d'éléments finis par unité de volume utilisé dans ce travail. Il devrait donc être le maillage le plus sensible à la variation des paramètres étudiés.

La Figure 4-8 illustre la fraction de particules retrouvées en sortie de six éléments mélangeurs SMX en fonction de la valeur du pas de temps considéré. La valeur utilisée en abscisse est le rapport temps de séjour moyen par élément / pas de temps (τ/dt). On obtient ainsi le nombre moyen de pas de temps nécessaire aux particules pour traverser un élément. Une valeur de 1000 a fourni de bons résultats et a été utilisée pour les autres distributions.

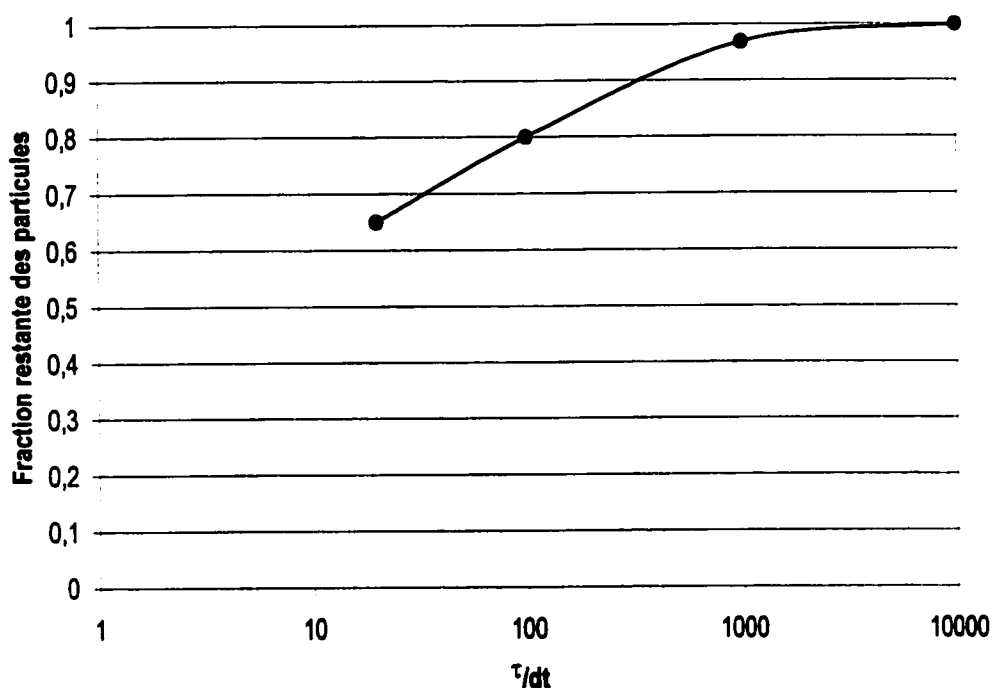


Figure 4-8 Évolution du nombre de particules restantes après 6 éléments mélangeurs en fonction du pas de temps choisi.

Un second critère peut avoir une influence sur le nombre de particules restantes en sortie de mélangeur. Une vitesse minimum doit en effet être fixée en dessous de laquelle on considère que la particule s'est arrêtée. Ce critère est purement numérique. Il a pour but d'éviter la prolongation de calculs inutiles. La Figure 4-9 montre l'effet de ce critère de vitesse minimum sur le nombre de particules restantes. Pour la présentation des résultats, on utilise le rapport v_{\min}/v_{moy} dans lequel v_{\min} est la sensibilité et v_{moy} la vitesse moyenne du fluide dans le mélangeur. Il y a une légère variation lorsque le facteur utilisé est entre 0,01 et 0,0001. Par contre, sous le seuil de 0,0001 fois la vitesse moyenne, peu ou pas de changements appréciables sont obtenus. C'est donc cette valeur de seuil qui a été considérée dans ce travail.

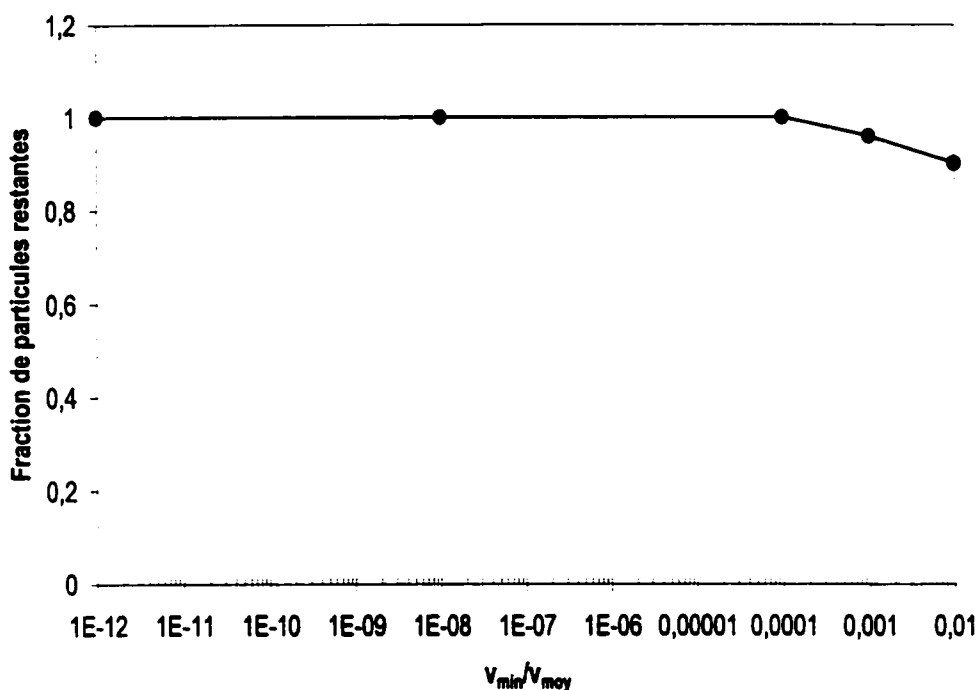


Figure 4-9 Fraction de particules restantes en sortie de mélangeurs en fonction du critère de vitesse minimum utilisée.

Dans le but d'évaluer la validité et la précision de la DTS obtenue numériquement, la première comparaison est faite avec un tube vide d'un rapport L/D_i égal à 15,0. La DTS théorique est obtenue de la relation :

$$E(\theta) = \frac{1}{2} \frac{1}{\theta^3} \quad \theta > 0,5 \quad \text{Équation 4-18}$$

Les conditions simulées correspondent à un fluide newtonien de viscosité égale à 10 000 Pa-s et un Re de 0,01. Le graphique de la Figure 4-10 présente à leur point de départ les particules lancées dans le tube. On retrouve aussi les particules arrivées à l'autre extrémité. Cette présentation met en évidence le fait que ce sont les particules près des parois qui sont retirées des calculs.

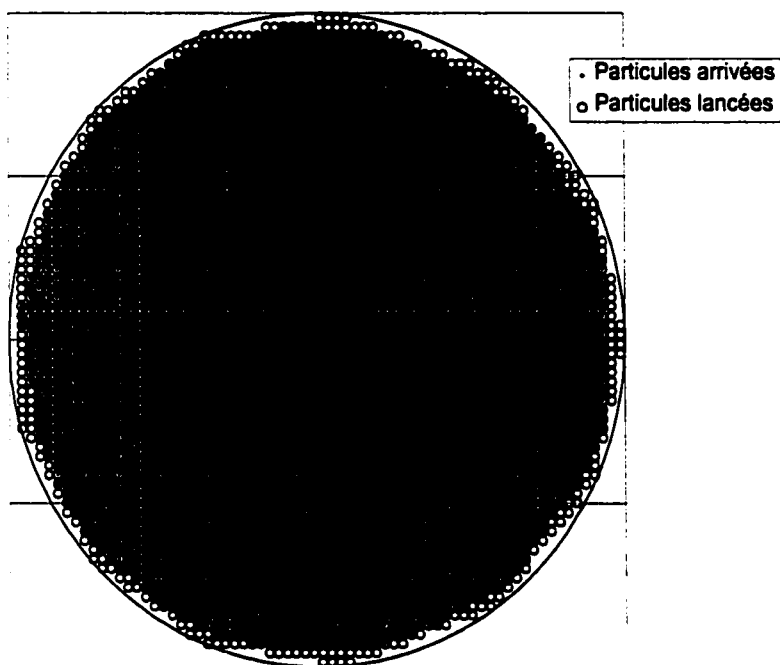


Figure 4-10 Position de départ des particules lancées et arrivées à la sortie d'un tube vide.

Pour obtenir la DTS des particules dans le tube, le temps de séjour est évalué à mi-distance et à la sortie du tube. La Figure 4-11 présente la DTS obtenue numériquement et celle calculée analytiquement. L'abscisse θ représente le temps de séjour normé par le temps moyen de passage $Volume/Q$. Une échelle semi-logarithmique permet d'apprécier l'accord des courbes de distribution jusqu'à des valeurs égales à 4 fois le temps de passage.

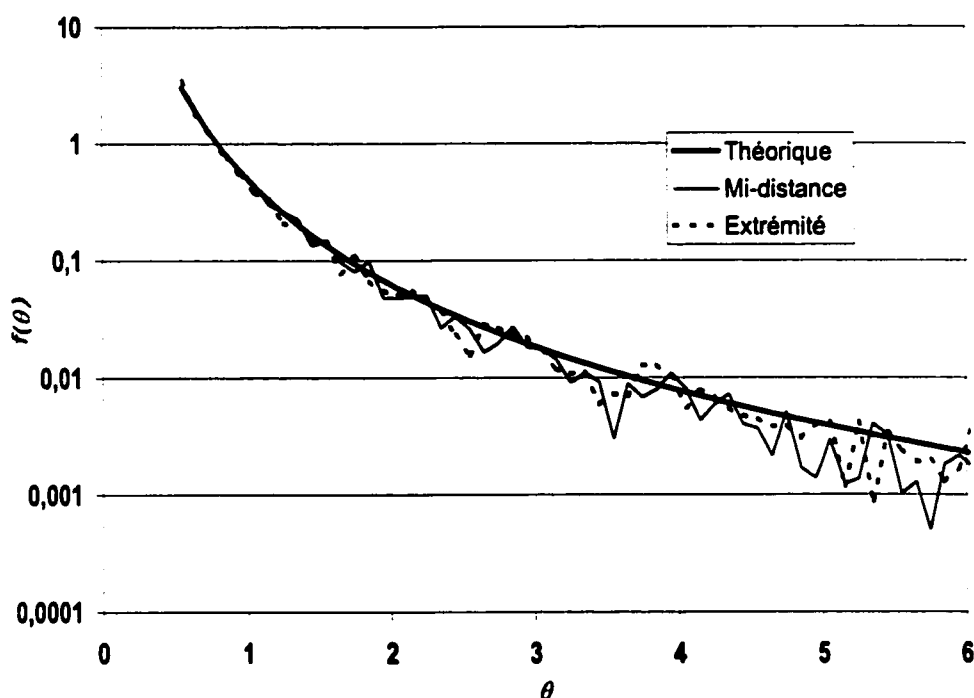


Figure 4-11 DTS numérique et théorique dans une conduite vide.

Le Tableau 4-7 présente les quatre premiers moments des distributions (L'Annexe 1 présente un rappel). Suivant l'Équation 4-18, les moments supérieurs à l'ordre 2 devraient être infinis. Les temps considérés ici vont de 0 à 10 et l'intégration numérique ne mène pas au calcul de moments infinis. On peut toutefois conclure que la DTS numérique arrive à modéliser correctement une conduite vide malgré la perte de particules lors du calcul des trajectoires et les erreurs introduites par l'intégration numérique.

Tableau 4-7 Quatre premiers moments des distributions de la Figure 4-11.

Moment	Sortie	Numérique (0,5< τ <10)	Écart (%)
0	1,00	0,99	-0 1
1	0,91	1,15	+2 1
2	1,39	1,50	+0 7
3	4,22	4,75	+1 1
4	21,3	24,9	+1 4

Pour le mélangeur SMX, deux modèles introduits au Chapitre 2 peuvent être utilisés pour comparaison avec les résultats numériques. Le modèle le plus simple est celui à dispersion axiale (MDA) [Levenspiel et Smith 1957] :

$$E(\theta) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{Pe}{\pi\theta}} e^{\left(-\frac{Pe(1-\theta)^2}{4\theta}\right)} \quad \text{Équation 4-19}$$

Ce modèle fait intervenir un nombre de Péclet (Pe) représentatif du rapport entre le transport et la dispersion suivant l'axe d'écoulement :

$$Pe = \frac{vL}{D_{ax}} \quad \text{Équation 4-20}$$

D_{ax} représente le coefficient de dispersion axial, v et L respectivement la vitesse moyenne et la longueur du mélangeur. Ce modèle a été développé pour des écoulements turbulents présentant donc des caractéristiques d'écoulement piston retrouvées avec les mélangeurs statiques.

Le modèle présenté par Fasol [1995] pour le SMX s'écrit :

$$G(s) = \left[\frac{(1-\varphi)}{1 + \frac{(1-\beta)}{(1-\varphi)} t_p s} + \varphi e^{\left(-\frac{\beta t_p s}{\varphi}\right)} \right]^N \quad \text{Équation 4-21}$$

Ce modèle représente chaque élément SMX en l'assimilant à une combinaison de deux types de réacteurs en parallèle : un réacteur piston et un réacteur parfaitement agité. Le premier paramètre du modèle, ϕ , quantifie la part du débit allant dans le réacteur piston et le second, β , quantifie la fraction volumique correspondant à la part piston dans un élément. Par complément, $(1-\phi)$ représente la fraction du débit entrant dans le réacteur parfaitement agité et $(1-\beta)$, la fraction volumique de l'élément SMX qui correspond à un réacteur agité. Les valeurs de ϕ et β ont été reliées au nombre de Reynolds dans l'Équation 4-22. On peut noter qu'ils dépendent très faiblement de Re dans le régime laminaire. ($Re < 15$).

$$\begin{aligned}\phi &= 0,863 + 2,721^{-3} Re \\ \beta &= 1 - \frac{(1,624 - 0,02642 Re)}{N^{0,39}}\end{aligned}\quad \text{Équation 4-22}$$

Pour un nombre de mélangeurs inférieurs à 4, la valeur de β calculée avec cette équation devient négative. Cette situation n'ayant aucun sens physique, on limite sa valeur inférieure à 0.

La fonction de transfert présentée à l'Équation 4-21 est identique à la représentation fournie par Fasol [1994] et est représentée dans le domaine de Laplace. On doit donc en faire la transformée inverse pour obtenir sa représentation dans le domaine réel du temps et comparer avec nos résultats. Cette étape ne peut être faite analytiquement. Il est par contre possible de simplement comparer les moments des distributions dans les deux domaines. On obtient les moments équivalents (μ_n) à ceux du temps réel avec une méthode proposée par Van der Laan [Villemaux 1992; Buffan et Nauman 1983] :

$$\mu_n = (-1)^n \lim_{s \rightarrow 0} \frac{\partial^n G(s)}{\partial s^n} \quad \text{Équation 4-23}$$

Pour les deux premiers moments de la distribution, on obtient les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \mu_1 &= t_p \\ \mu_2 &= N t_p \left[\frac{(2 - 4\beta + 3\beta^2)}{\phi(1 - \phi)} t_p + 1 \right] \end{aligned} \quad \text{Équation 4-24}$$

Les résultats de simulations utilisés pour les SMX sont obtenus à partir du maillage à six éléments déjà utilisé au début de la section. Le débit simulé est de 0,8 l/h et le fluide est newtonien avec une viscosité de 615 Pa.s. Le nombre de Re obtenu est de $2,9 \times 10^5$. Pour simuler plus de 6 éléments, on utilise à répétition une portion du champ de vitesse obtenu par simulations [Hobbs et Muzzio 1997]. Les deux éléments au centre du maillage sont réutilisés pour représenter le mélangeur de longueur désirée. Les résultats portent respectivement sur 6, 12 et 18 éléments dans le but de comparer directement avec les valeurs expérimentales de Fasol [1995].

La Figure 4-12 illustre schématiquement le traitement imposé à chaque particule. On a représenté les six SMX du maillage (1 à 6) avec les zones d'entrée et de sortie. Pour 6 éléments, on utilise le champ de vitesse obtenu tel quel. Pour des mélangeurs de 8 éléments ou plus, on récupère les particules à la sortie du quatrième mélangeur pour les réinjecter, à la même position (x,y) sur la section de conduite, mais à l'entrée du troisième élément (Trait pointillé). Ce processus est répété le nombre de fois nécessaire à la représentation du mélangeur simulé. Les résultats présentés à la section 4.1 sur la perte de charge laissent croire que le champ d'écoulement est le même pour ces éléments. En effet,

pour une géométrie semblable, la perte de charge est identiquement la même à travers chaque élément SMX.

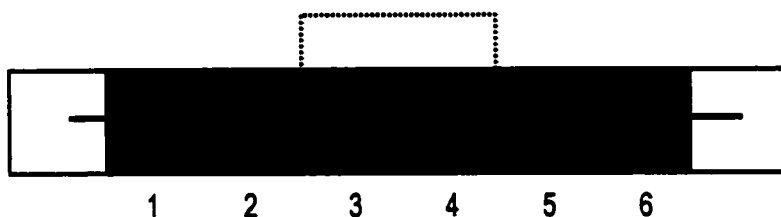


Figure 4-12 Illustration de l'emploi des conditions périodiques pour la simulation d'un grand nombre de mélangeurs.

Les nombreuses lamelles du SMX amplifient le phénomène de disparition de particules constaté avec le tube vide. La Figure 4-13 présente graphiquement l'évolution du nombre de particules en fonction du nombre d'éléments simulés. La plupart des particules ont disparu lorsque le dix-huitième élément est atteint. Il ne reste alors qu'environ 20% des particules lancées initialement. En guise de comparaison, 12 éléments procurent un rapport $L_M/D_t = 15$ et peuvent être comparés au tube vide déjà présenté. La fraction de particules restantes dans le tube vide à cette distance était encore de 98,6% alors qu'ici, après 12 éléments, elle est d'environ 40%.

Les DTS numériques ont été obtenues en considérant uniquement les particules arrivées au plan de sortie. On associe à chacune une fraction de débit suivant l'Équation 4-14. On suppose ainsi que les particules arrivées sont les seules ayant été lancées, que leur somme représente le débit total et qu'elles sont réparties uniformément sur la section. Cette façon de faire correspond en fait à normaliser les résultats par rapport aux particules arrivées. Le Tableau 4-8 montre le débit total calculé en sommant les fractions de débit après chaque mélangeur et le compare au débit imposé dans la simulation. Les valeurs obtenues sont en

moyenne supérieures à 6% au débit imposé de $1,85 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$. Ces valeurs de débits calculés sont importants car ils interviennent directement dans le calcul des temps de séjour normés.

Tableau 4-8 Débit calculé à partir des particules récupérées en sortie des mélangeurs.

# d'élément	Débit calculé ($\text{m}^3/\text{s} \times 10^6$)	Écart au débit imposé (%)
1	1,87	0,8%
2	1,96	5,9%
3	1,97	6,5%
4	1,96	6,0%
5	1,97	6,0%
6	1,97	6,3%
12	1,96	5,9%
18	1,96	5,9%

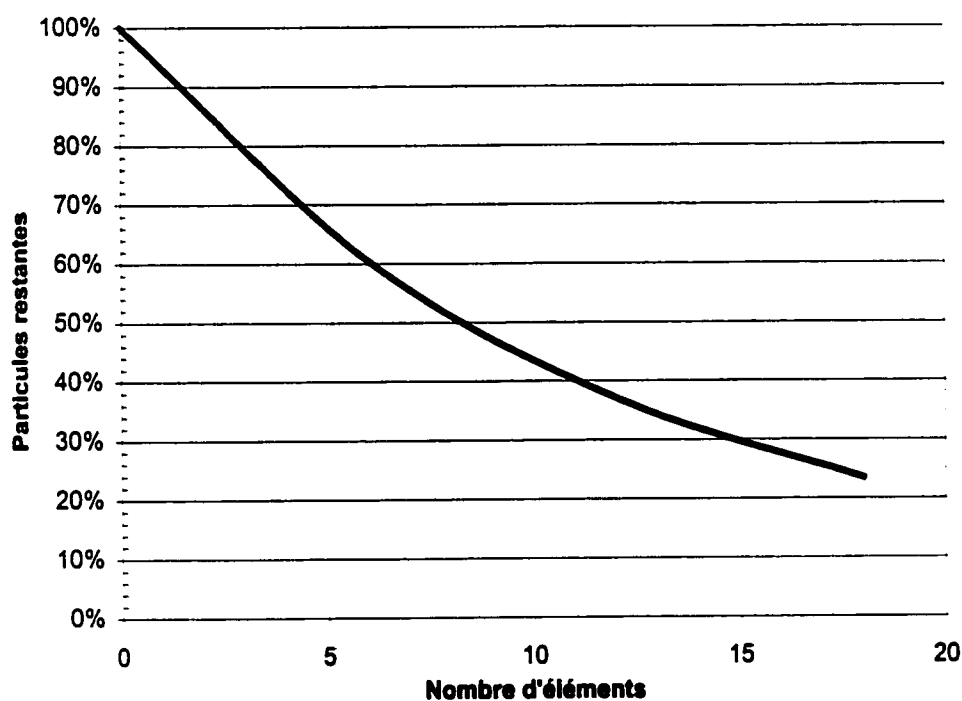


Figure 4-13 Fraction de particules restantes en fonction du nombre d'éléments traversés.

La Figure 4-14 présente la moyenne (μ_1) des DTS obtenues numériquement pour respectivement 1 à 6, 12 et 18 éléments. La Figure 4-15 présente le second moment des DTS. On a ajouté sur chaque graphique les moments obtenus du modèle de Fasol [1995] et ceux obtenus avec le modèle de dispersion axiale (MDA, Équation 4-19) pour les mêmes conditions de débit et de temps de passage. Suivant ce qui a été dit au chapitre 2, Sulzer [1988] recommande une valeur de $Pé$ égale à 110 pour le SMX. C'est cette valeur qui a été introduite dans le MDA. On ne compare ici que ces deux premiers moments car, comme l'ont relevé Buffam et Nauman [1983], la mesure expérimentale de temps de séjour longs (supérieurs à 3 fois le temps de passage), exige une très grande précision des mesures. Or, comme les moments d'ordre supérieur sont très sensibles à ces valeurs de temps élevées, leur comparaison n'est pas réaliste.

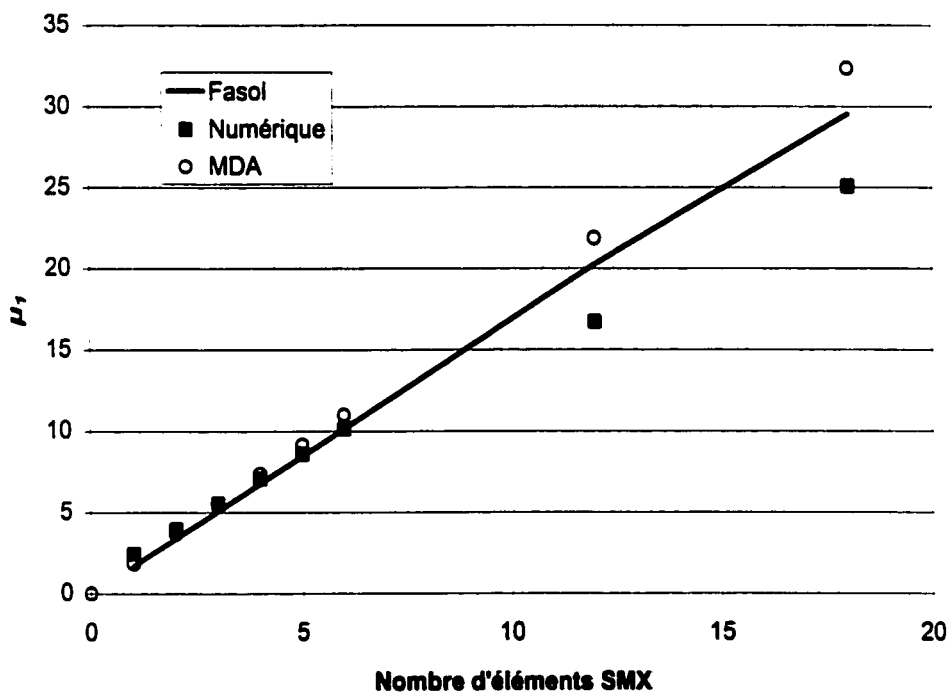


Figure 4-14

Premier moment des DTS obtenues numériquement, avec le MDA et avec le modèle de Fasol [1995].

La comparaison du premier moment montre des valeurs identiques pour les 6 premiers éléments, quelle que soit la méthode utilisée. Les trois méthodes fournissent des valeurs qui s'éloignent les unes des autres après 12 et 18 éléments SMX.

Pour le second moment des DTS, les résultats numériques et ceux obtenus avec le MDA sont proches jusqu'à six éléments. À 12 et 18, ils s'écartent l'un de l'autre. Encore une fois, ce sont les particules perdues au cours de la simulation qui engendrent ces écarts. Il ne reste alors respectivement que 40 % et 20 % des 5000 particules initialement lancées. Suivant ce qui a été montré en début de section, les particules perdues sont systématiquement le long des parois là où les temps de séjour sont les plus longs. Comme le second moment est plus sensible que le premier aux temps longs, il est donc normal de constater une déviation plus grande dans les résultats.

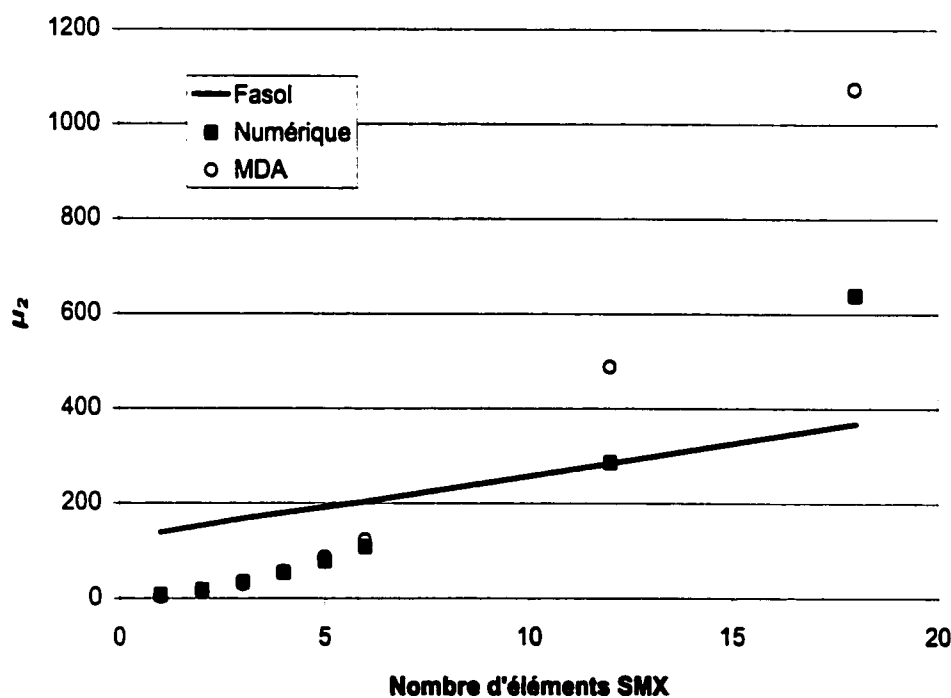


Figure 4-15 μ_2 des DTS par simulations, modèle de Fasol [1995] et MDA.

La Figure 4-16 montre la position des particules sur la section de la conduite immédiatement à la sortie du 6^e élément (Gauche) et du 18^e élément (Droite). La position des lamelles fermant l'extrémité des éléments est aussi ajoutée pour faciliter le repérage. La présence de cette lamelle explique l'absence de particules au centre de la conduite car le plan est situé très près du mélangeur. La figure montre qu'après 18 éléments, les particules restantes sont près du centre de la conduite et que les parois, près desquelles on retrouve les longs temps de séjour, n'ont plus de particules à proximité. Bien qu'observable avec 6 éléments, ce phénomène est moins important car il y a encore un nombre important de particules dans la distribution. Ces résultats sont en tous points comparables à ceux de Rauline obtenus numériquement pour des mélangeurs SMX et Kenics [Rauline *et al.*, 1999].

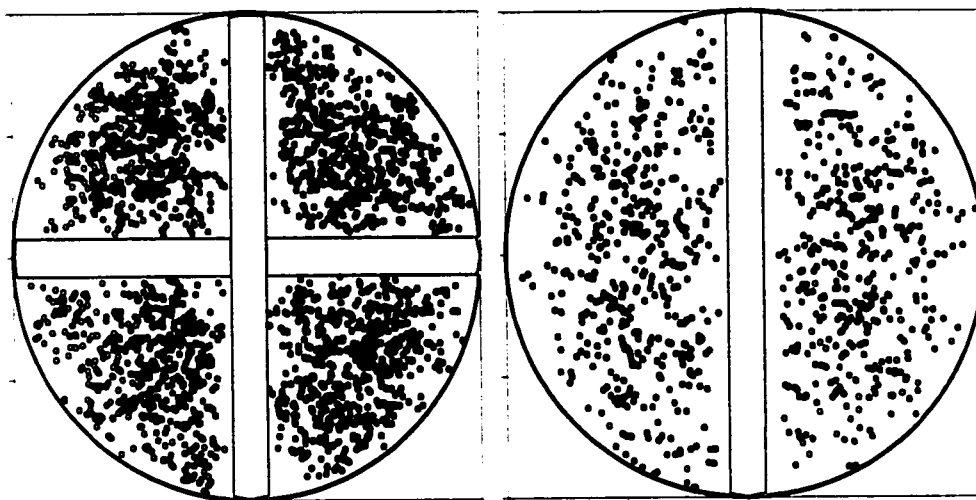


Figure 4-16 Position des particules après 6 (a) et 18 (b) éléments mélangeurs.

La Figure 4-17 montre les résultats des DTS obtenues en présentant la DTS cumulative de chacun des éléments considérés individuellement. Pour comparaison, on a ajouté la DTS engendrée par un tube vide en trait gras pointillé. Suivant ce graphique, aucun

élément ne se démarque des autres. Tout comme avec la perte de charge et la constante K_v , aucun effet d'entrée ou de sortie ne peut être dégagé.

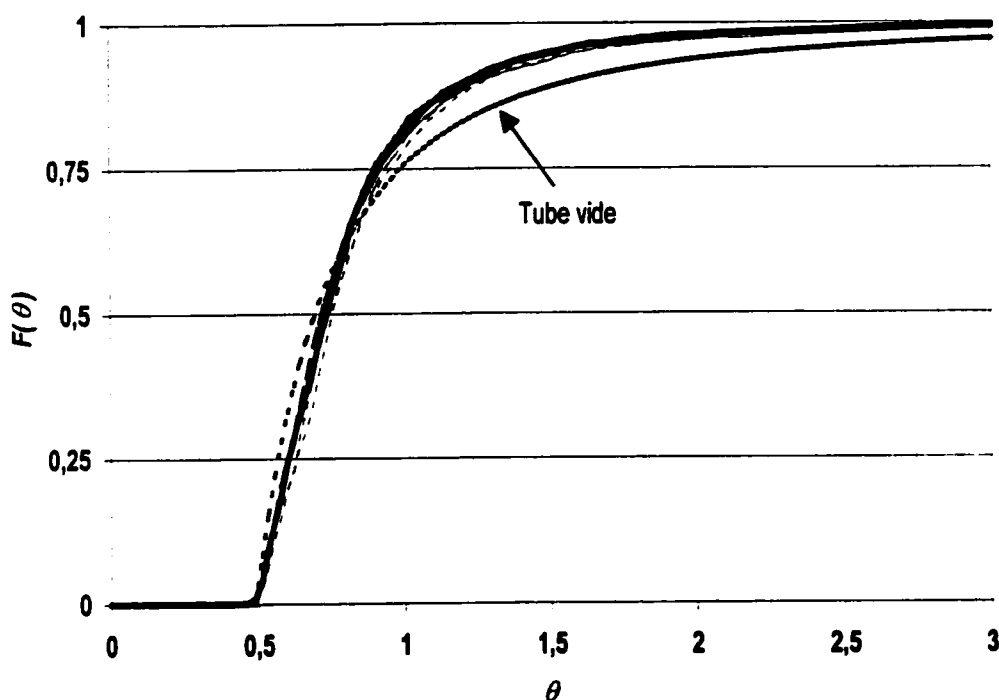


Figure 4-17 DTS cumulatives obtenues individuellement pour six éléments utilisés.

La Figure 4-18 reprend la DTS obtenue numériquement pour chacun des 6 éléments SMX et les compare avec le modèle de dispersion axiale. Le nombre de Péclet utilisé est de 65. C'est donc cette valeur qui peut être considérée comme représentative d'un élément de mélange seul. L'écart avec le MDA reste toutefois assez important puisque la portion de la courbe correspondant à des temps de séjour supérieurs à 1 se décale de façon importante. La Figure 4-19 présente la valeur des nombres de Péclet obtenus jusqu'à 18. À six éléments, la valeur de Pe passe au-dessus de 100. Cette valeur est considérée comme la frontière au-delà de laquelle l'écoulement est piston.

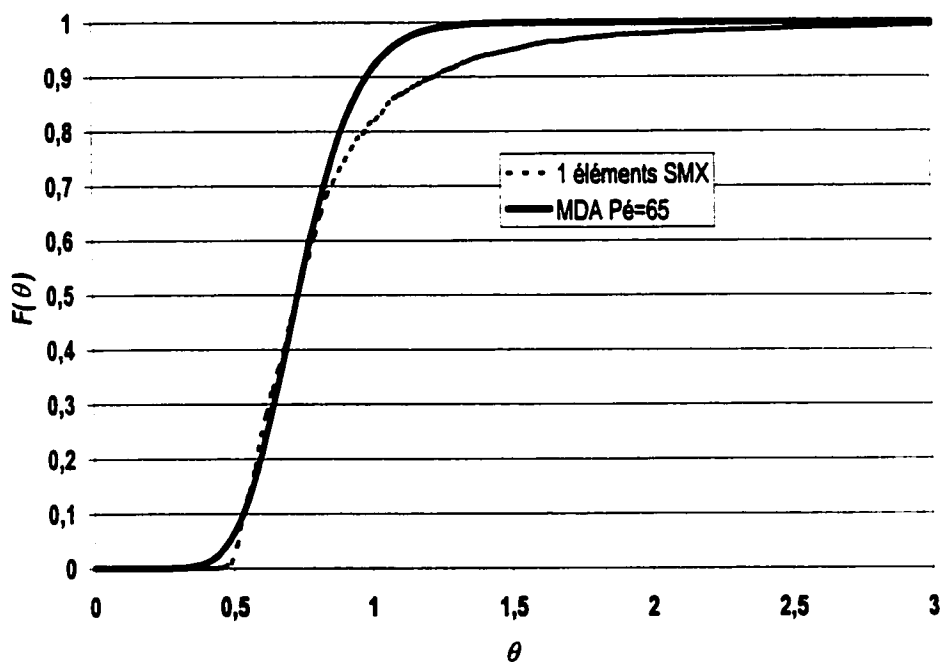


Figure 4-18 Comparaison de la DTS obtenue numériquement pour 6 éléments SMX avec un Modèle de Dispersion Axiale utilisant un $Pé=65$.

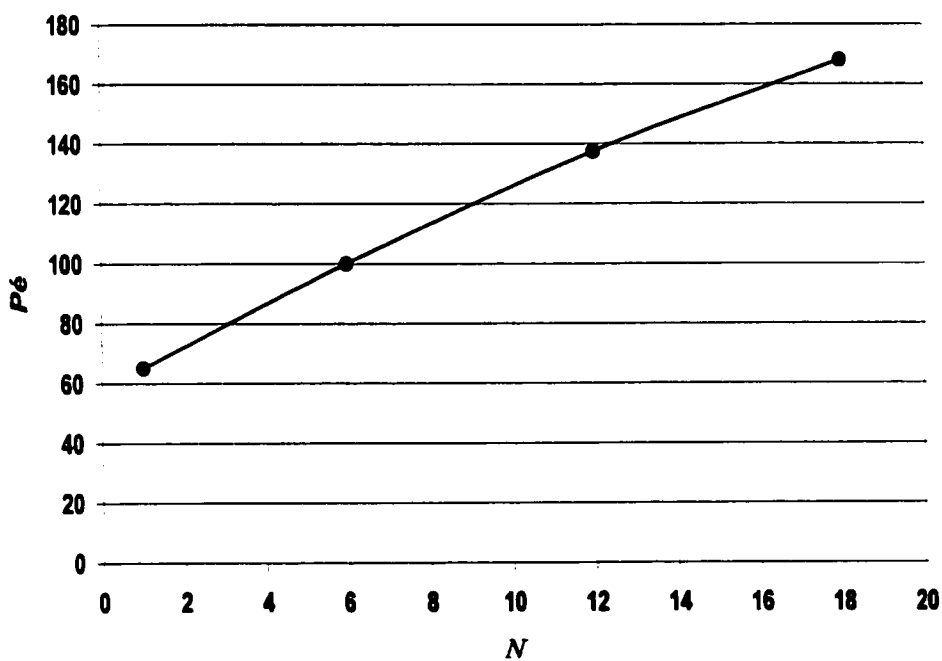


Figure 4-19 Évolution du nombre de Péclet avec le nombre d'éléments SMX considérés.

Dans un but de comparaison et de validation des résultats obtenus jusqu'ici, des courbes de distribution de temps de séjour ont aussi été obtenues pour des éléments de mélange Kenics. Plusieurs valeurs expérimentales sont disponibles dans la littérature. Toutefois, suivant ce qui a déjà été relevé, les DTS numériques provenant de l'Équation 4-14 et de l'Équation 4-15 ne reflètent pas bien les valeurs expérimentales [Hobbs et Muzzio 1997]. La pondération de chaque particule en fonction du débit relatif à sa position de départ ne semble pas être compatible avec les mesures expérimentales. Une pondération surfacique devrait plutôt être utilisée. Cette façon de faire correspond simplement à ne pas tenir compte de la position initiale d'une particule. On considère alors que chaque particule transporte la même fraction de débit. L'effet de l'utilisation de l'une ou l'autre méthode est montré sur la Figure 4-20.

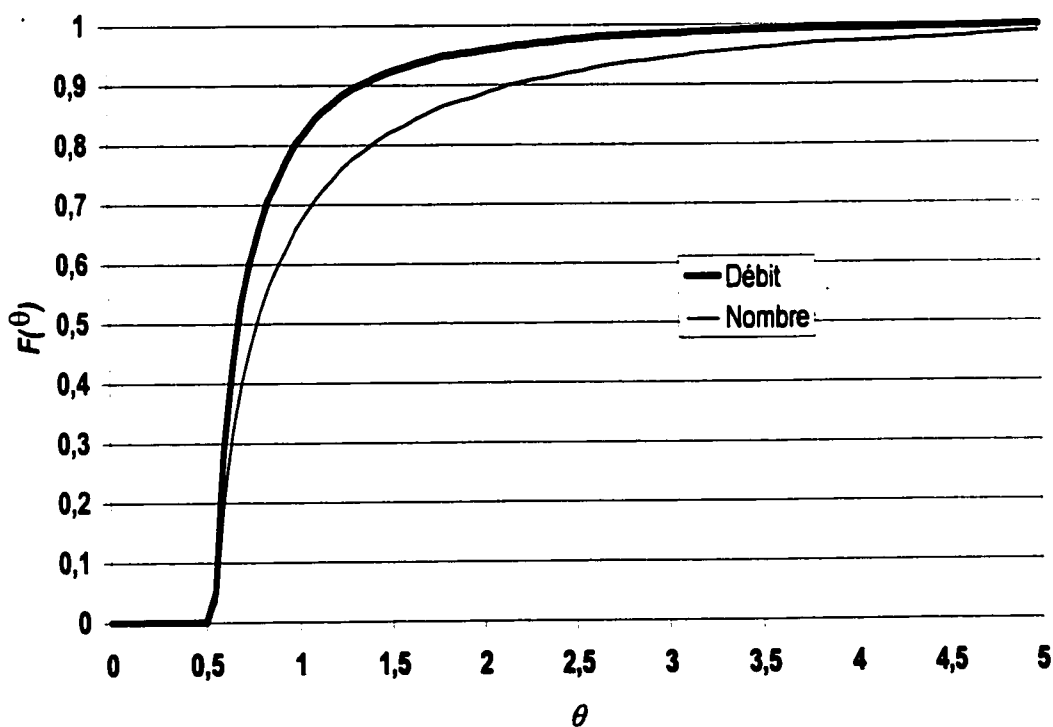


Figure 4-20 Effet sur les DTS de la méthode de pondération des particules.

L'emploi de la pondération surfacique entraîne donc une queue de distribution beaucoup plus longue. Après ce qui a été dit sur la perte des particules près des parois, cet effet ne peut que ramener les distributions numériques vers les mesures expérimentales.

Les trois graphiques de la page suivante (Figure 4-21) comparent les DTS obtenues avec le maillage à six éléments Kenics et les mesures expérimentales disponibles [Hobbs et Muzzio 1997]. Le fluide est newtonien et le Re de 0,003. En utilisant les conditions périodiques, 4, 8 et 16 éléments sont simulés (a, b et c sur la figure). $F(\theta)$ est la DTS cumulative obtenue en considérant chaque particule de la même façon. On ne pondère donc pas les résultats de temps par la fraction de débit à laquelle correspond la position initiale de la particule. Les valeurs ainsi obtenues sont très proches des valeurs expérimentales. Les valeurs aux temps de séjour les plus longs procurent de plus une très bonne représentation validant une fois de plus la méthode utilisée.

Dans le but de caractériser la géométrie, il est possible d'obtenir plus d'informations des résultats numériques. Ainsi, la DTS individuelle $E(\theta)$ de chacun des six éléments est présentée à la Figure 4-22. On a aussi ajouté la DTS théorique d'un tube vide pour comparaison. Deux $E(\theta)$ distinctes y sont clairement présentes. Une première, très proche de celle du tube vide, correspond à la $E(\theta)$ des éléments d'entrée et de sortie. Les quatre autres courbes, correspondant aux éléments du centre, sont légèrement décalées vers les valeurs de temps supérieures. Il ressort donc que l'efficacité du mélangeur Kenics est affectée par la position de l'élément dans le mélangeur. Cette constatation avait été faite lors de la détermination de la perte de charge et de la valeur de K_r .

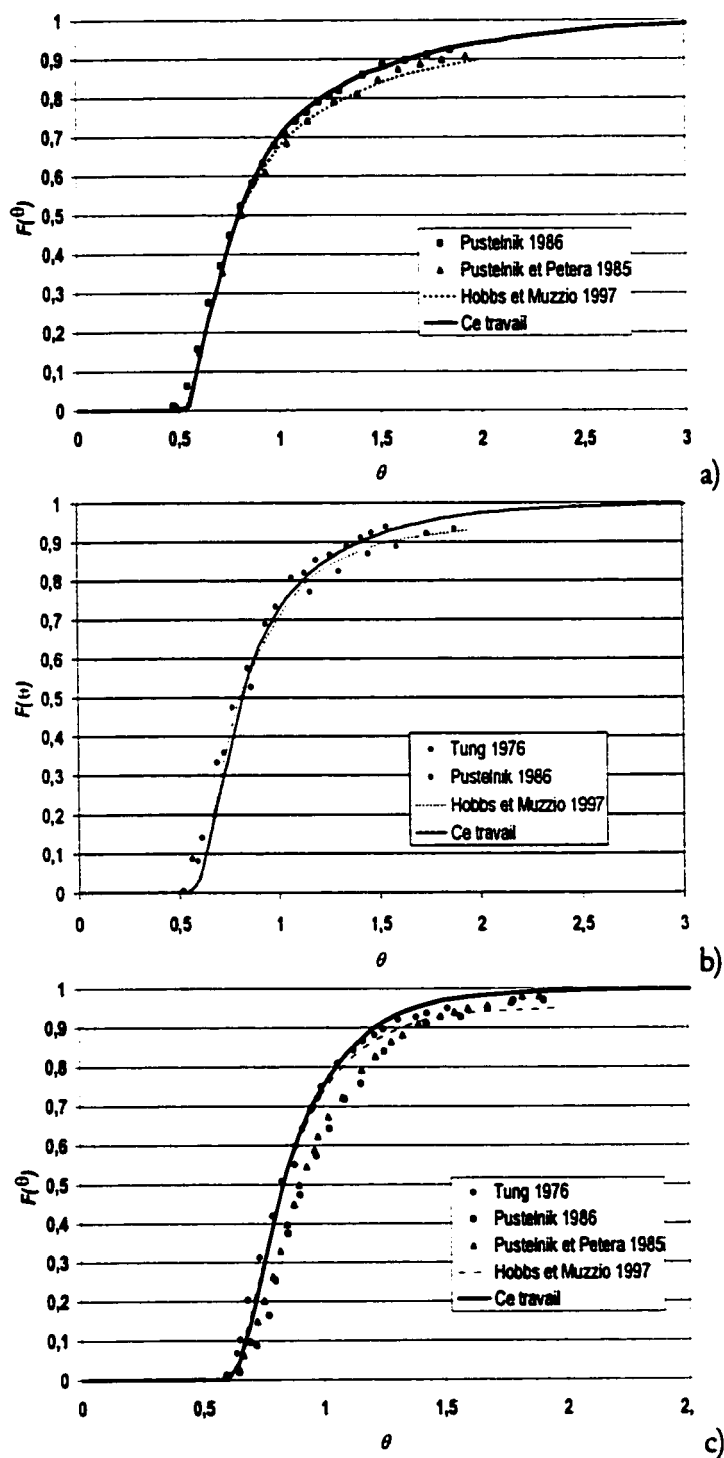


Figure 4-21

Comparaison des DTS numériques en nombre et des valeurs disponibles dans la littérature ($a = 4$, $b = 8$ et $c = 12$ éléments).

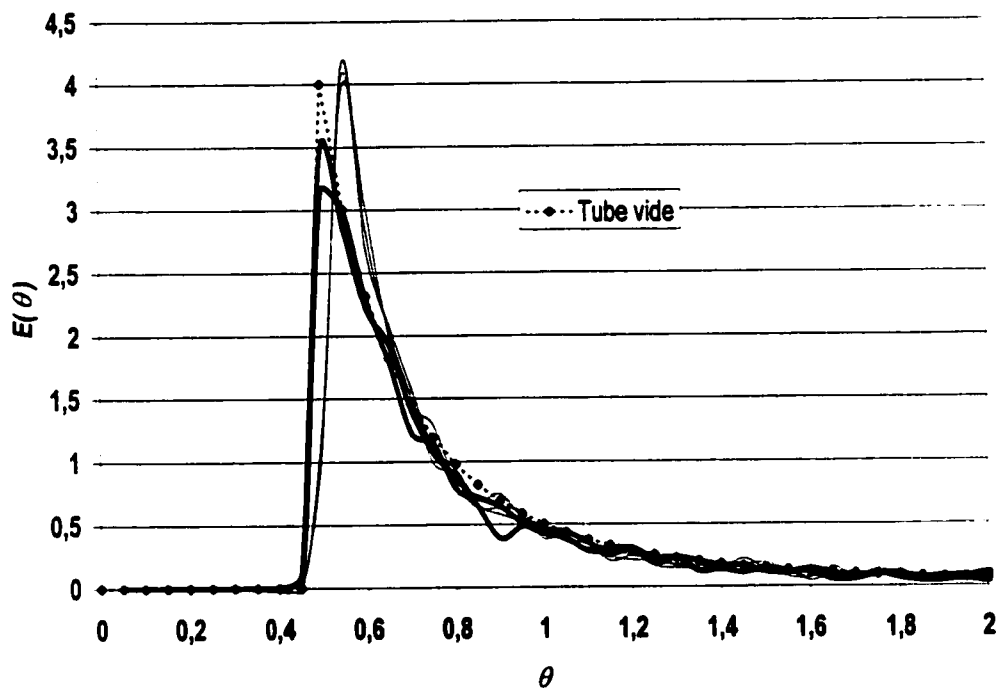


Figure 4-22 DTS individuelles obtenues pour le maillage à 6 éléments Kenics.

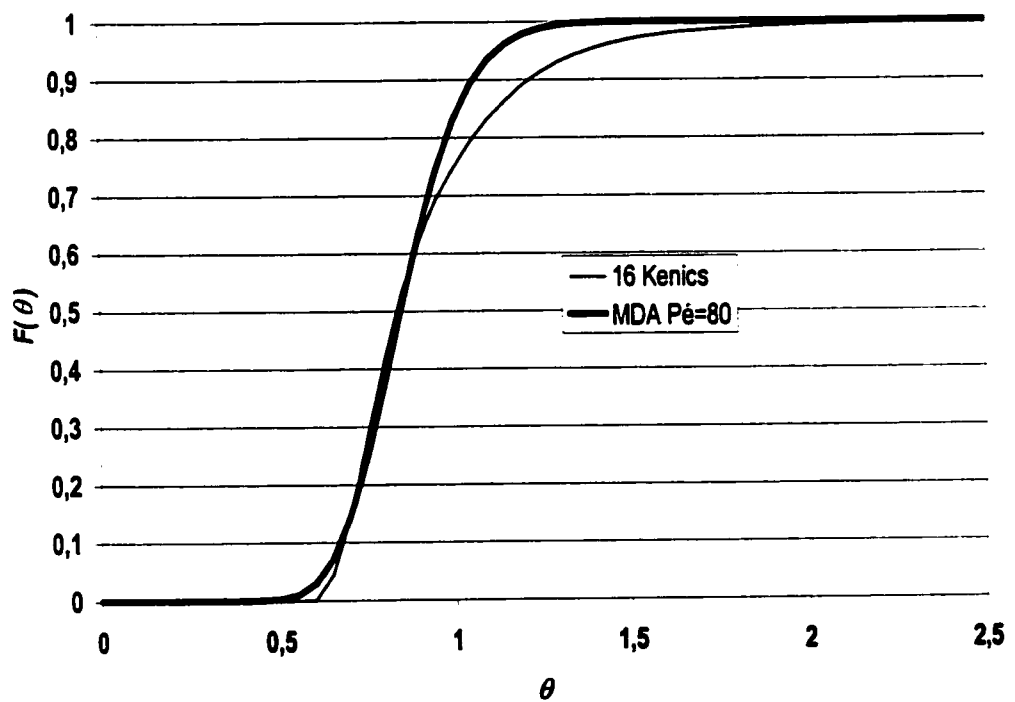


Figure 4-23 Comparaison de la DTS numérique pondérée en nombre avec le modèle de dispersion axiale dans un mélangeur Kenics.

L'effet du nombre d'éléments sur le développement d'un écoulement piston est illustré par la Figure 4-23. On y retrouve la DTS cumulative $F(\theta)$ pour 16 éléments Kenics. La DTS obtenue du modèle de dispersion axiale a été ajoutée pour comparaison. Le nombre de Péclet utilisé est de 80. Bien que Pe soit sous la barre des 100, la DTS numérique montre toujours des valeurs plus faibles à des temps supérieurs à 1.

L'effet de la rhéofluidifiante sur la DTS est montré sur la Figure 4-24. On y retrouve les DTS cumulatives pour quatre éléments Kenics. Les conditions utilisées correspondent à un Re de 0,003 avec le fluide newtonien. On utilise le même rapport v_{mq}/D pour le cas non newtonien (fluide de type loi de puissance dont l'indice n est de 0,5). Un léger décalage vers l'écoulement piston est remarqué avec $n=0,5$.

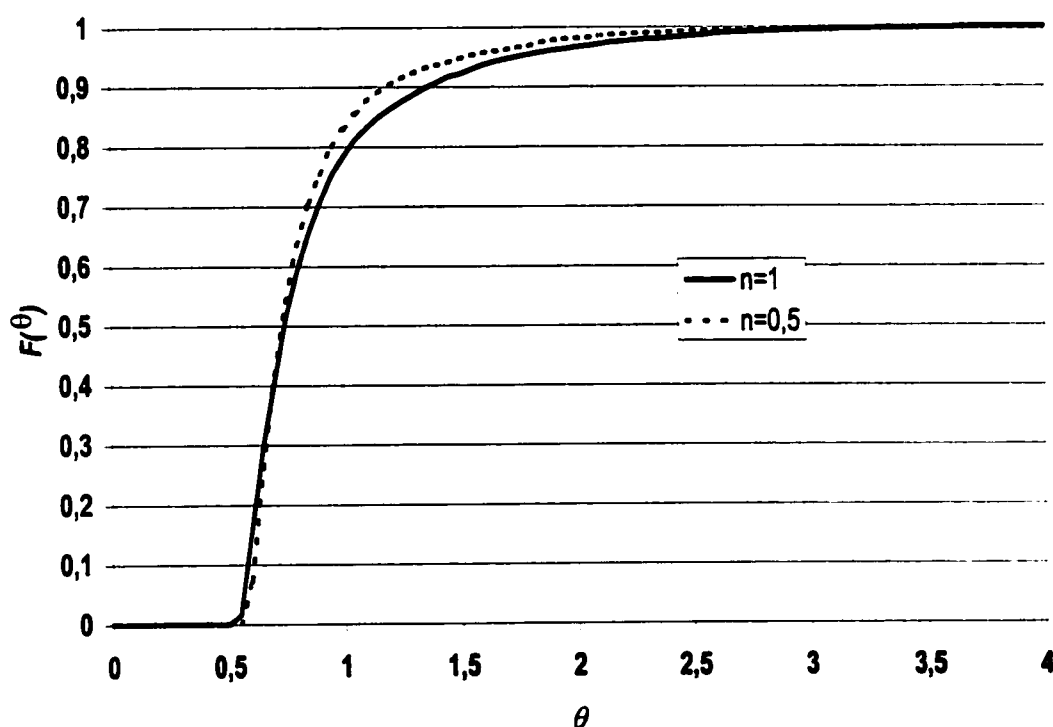


Figure 4-24 Effet sur la DTS dans un mélangeur Kenics de la simulation d'un fluide obéissant à une loi de puissance.

Par comparaison, la Figure 4-25 montre le résultat des mêmes conditions dans un mélangeur SMX. Il s'agit du maillage à six éléments déjà présenté. Les conditions utilisées correspondent à un Re de 0,001 avec le fluide newtonien. On utilise le même débit pour le fluide rhéofluidifiant. Dans ce cas, aucun effet de la rhéofluidifiante n'est détecté sur la DTS.

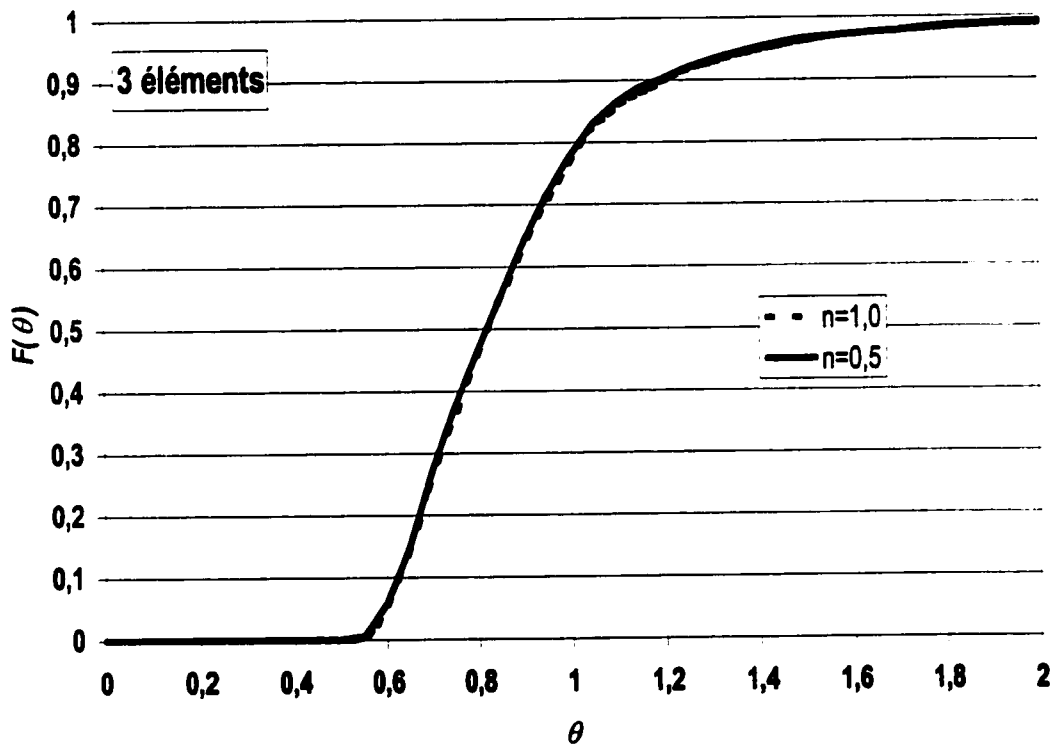


Figure 4-25 Effet sur la DTS dans un mélangeur SMX de la simulation d'un fluide obéissant à une loi de puissance.

Ce dernier résultat, combiné à celui obtenu pour l'évolution du nombre de Péclet en fonction de la quantité d'éléments employés (Figure 4-19), est tout à fait cohérent avec les résultats expérimentaux de Fasol [1995]. Ils expliquent en partie pourquoi le modèle de temps de séjour mène à une valeur du paramètre β devenant nulle lorsque le nombre de

SMX considéré devient inférieur à 4 (Équation 4-21 et Équation 4-22). Le paramètre β exprime la fraction volumique de l'élément correspondant à un réacteur piston. Le nombre Pe correspondant à ce nombre d'éléments est alors sous la valeur de 80 et l'écoulement est assez loin d'un écoulement piston. On peut se référer à la Figure 4-23 comme illustration. De plus, l'inspection des expressions de ϕ et β montre qu'ils sont indépendants de Re lorsque Re est inférieur à 1. Le paramètre β évolue alors uniquement avec le nombre d'éléments. L'indépendance de la DTS du SMX face à la rhéofluidifiante des fluides telle qu'illustrée par la Figure 4-25 appuie cette constatation.

4.4 DISTRIBUTION DE LONGUEURS DE PARCOURS

La technique des Distributions de Longueurs de Parcours (DLP), a été proposée par Villermaux pour des cuves de mélange [Villermaux, 1996]. À notre connaissance, il n'existe aucune information relative à la distribution des longueurs de parcours dans la littérature relative aux mélangeurs statiques. Ce paragraphe vise donc à démontrer l'applicabilité des distributions de longueurs de parcours aux mélangeurs statiques et à démontrer l'utilité des informations disponibles. Une DLP se révèle une signature tout aussi représentative d'un mélangeur que la DTS ou la constante géométrique K . De plus, on sait que l'étirement subi par un fluide est synonyme de mélange car il mène à des conditions d'écoulement chaotique [Ottino 1989]. Rauline et al. [1998] a fait la démonstration qu'on peut obtenir par simulation cet étirement produit par les mélangeurs statiques. La distribution des longueurs de parcours s'inscrit donc dans ce type de caractérisation.

On obtient la longueur de parcours en parallèle avec la DTS. Pour chaque particule fictive, on cumule le déplacement effectué à chaque pas de temps jusqu'à la sortie (Équation 4-16 et Équation 4-17). La même technique de conditions périodiques que celle utilisée pour la DTS est reprise ici pour la représentation de plusieurs éléments (Figure 4-12).

Les DLP ont été obtenues avec le maillage à six éléments SMX. Les conditions simulées représentent un fluide newtonien et correspondent à un Re de 0,001. Le diamètre du mélangeur est de 0,016 m. Les distances parcourues sont normées par la longueur de conduite renfermant les éléments ($L_{\text{élément}} = 0,019005$ m). La Figure 4-26 présente les distributions cumulatives $f(L)$ obtenues pour respectivement 1, 3, 6, 12 et 18 éléments SMX. À moins d'avis contraire, les distributions proviennent toutes de l'Équation 4-14 et de l'Équation 4-15. Elles sont donc normées en fonction du débit relatif à chaque particule.

Tout comme pour la DTS, la DLP se resserre avec l'augmentation du nombre d'éléments. La moyenne se situe à 1,19 fois la longueur d'un élément de mélange. Pour une particule traversant un élément SMX, le parcours moyen entre l'entrée et la sortie est donc environ 20% plus long que dans un tube vide.

Pour vérifier si des effets de bouts sont présents, on superpose les distributions individuelles correspondant à chaque élément. La Figure 4-27 montre le résultat de cette opération. Sans que la superposition soit parfaite, rien ne permet de dégager une tendance qui montrerait des effets d'entrée ou de sortie.

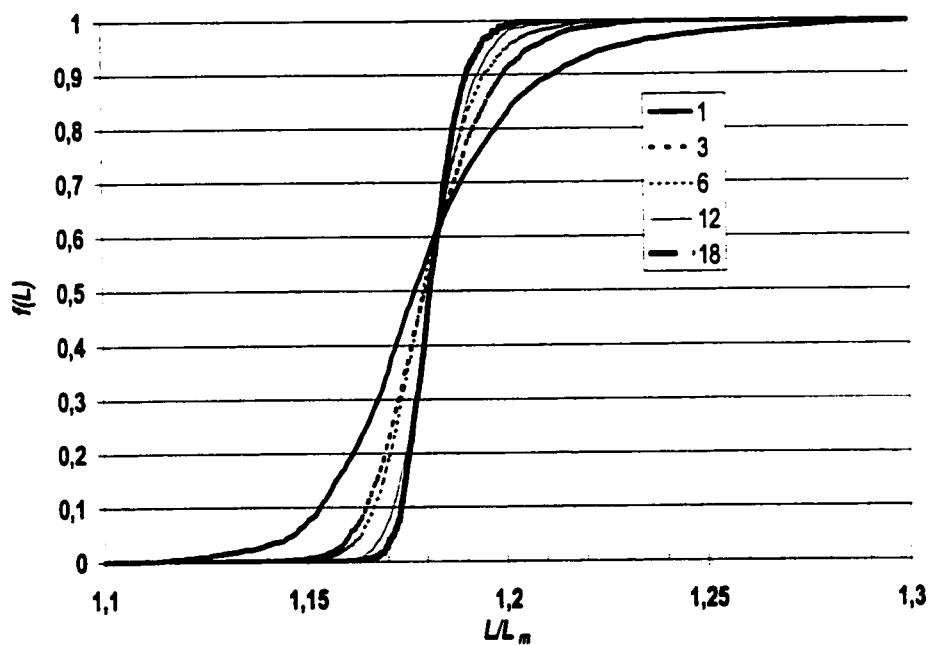


Figure 4-26 Distributions de longueurs de parcours obtenues dans un mélangeur SMX ($Re=0,001$).

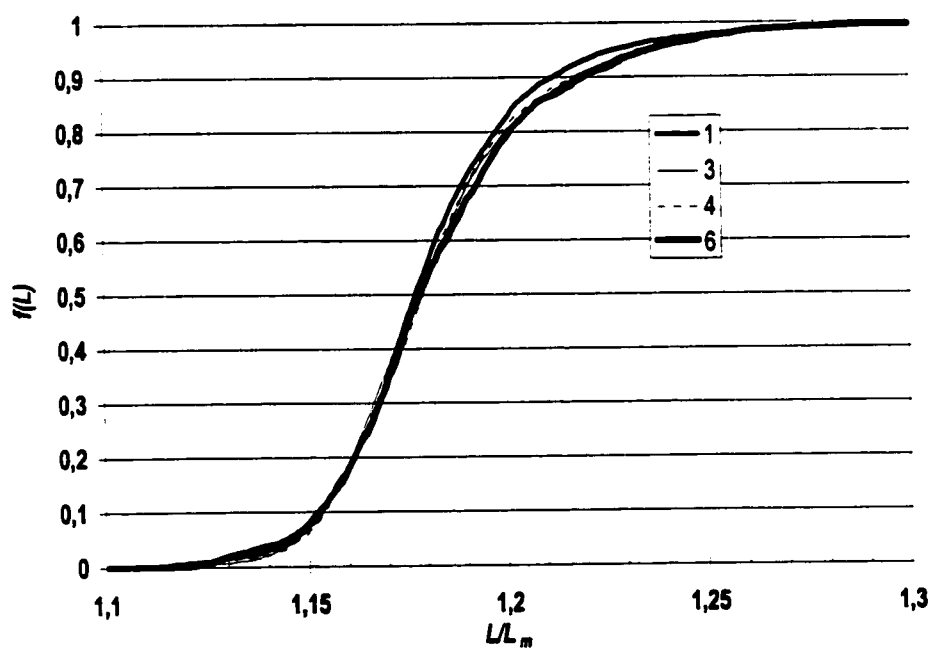


Figure 4-27 DLP individuelles des éléments SMX.

L'effet de la rhéofluidifiante du fluide sur la DLP est présenté à la Figure 4-28. On y retrouve les distributions pour 3 et 6 éléments. Pour chacun de ces nombres d'éléments, on a superposé la distribution obtenue avec un fluide newtonien et un fluide rhéofluidifiant dont l'indice n est de 0,5. Aucun effet ne peut être mis en évidence. La moyenne des distributions reste de $1,19 L_m$ et les distributions sont presque parfaitement superposées.

En guise de comparaison, on a obtenu la DLP correspondant à un mélangeur Kenics. Les conditions sont les mêmes que celles utilisées pour la DTS et ont été tirées des simulations faites pour $Re = 0,003$ avec 6 éléments. La Figure 4-29 montre la DLP obtenue pour 6 éléments en parallèle avec celle des éléments SMX. Toutefois, la DLP est ici présentée sous sa forme de fonction de densité de probabilité plutôt que sous sa forme cumulative.

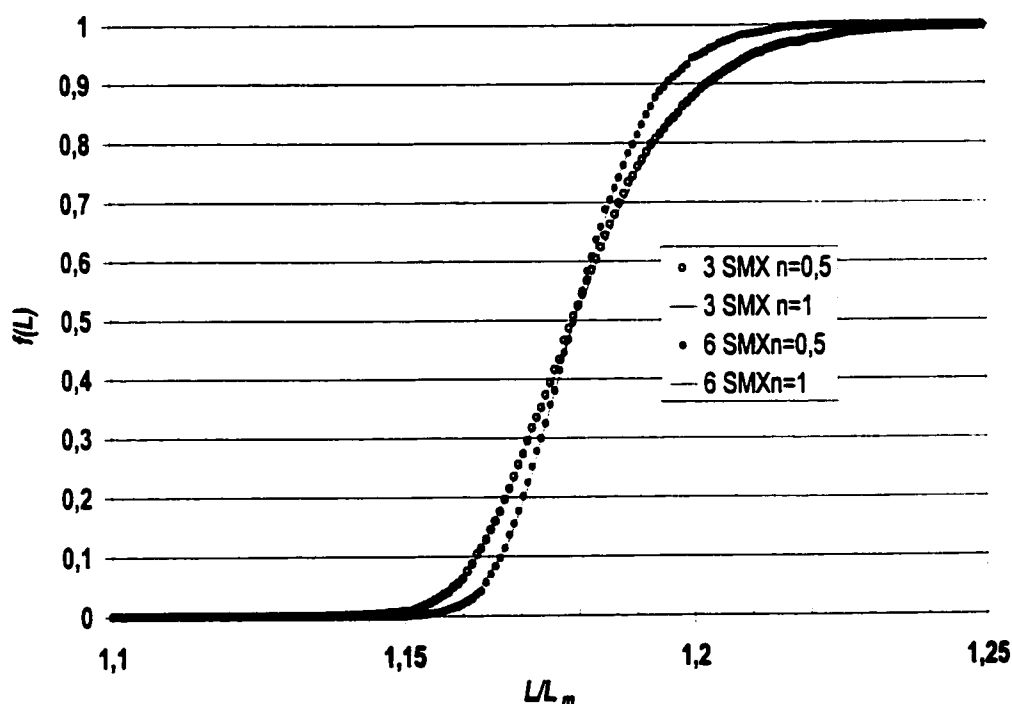


Figure 4-28 Effet de la rhéologie sur la DLP dans 3 et 6 éléments SMX.

Une très nette différence apparaît entre les deux. La distribution obtenue avec le Kenics est plus étroite que celle avec le SMX. De plus, elle est décalée vers les valeurs inférieures de longueur et révèle par conséquent un parcours moins long dans ce type d'élément. Si on peut aisément concevoir que le parcours suivi par une particule dans un élément Kenics est moins tortueux que dans un élément SMX, la DLP permet de le quantifier. La moyenne obtenue pour le Kenics est de 1,15 par comparaison avec la moyenne d'un élément SMX qui est de 1,19.

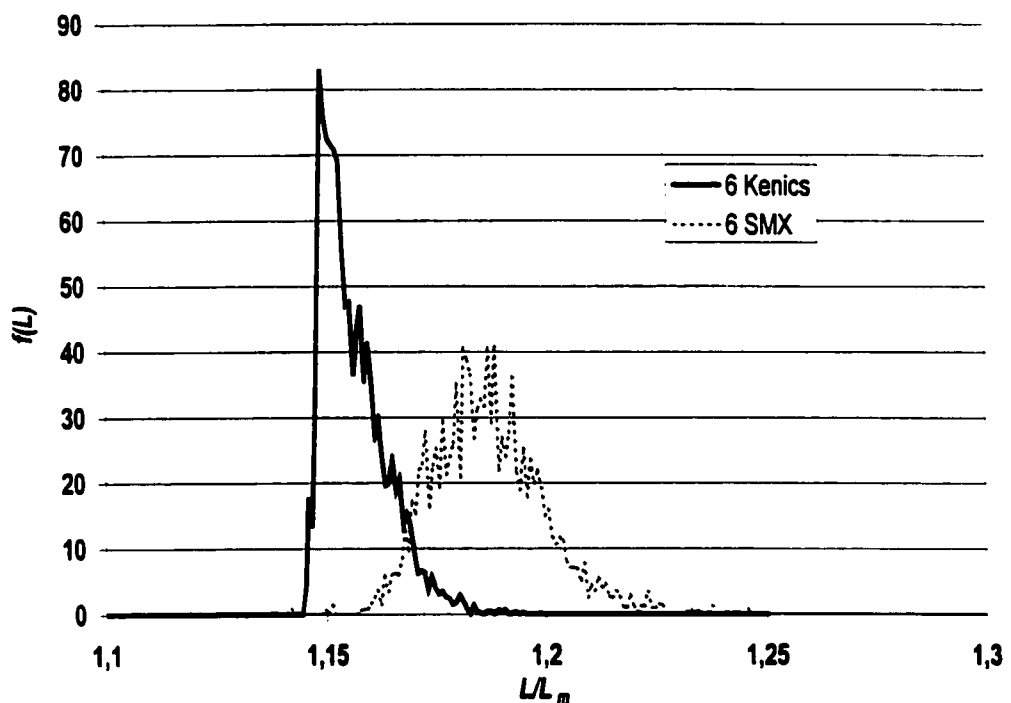


Figure 4-29 Comparaison des DLP obtenues pour 6 éléments Kenics et SMX.

Pour les éléments Kenics, des effets d'entrée et de sortie ont été démontrés pour la perte de charge, la constante K , et la DTS. La comparaison des DLP montre le même comportement. La Figure 4-30 montre les DLP pour les éléments d'entrée et de sortie (1 et 6) alors que la Figure 4-31 montre les distributions pour les éléments composant le

centre du mélangeur (2, 3, 4 et 5). Une distribution à trois pics caractérise ces derniers alors que seulement deux pics sont présents dans la distributions représentant les éléments d'entrée et de sortie. Le pic central constitue la base de ce qui formera le pic unique après plusieurs éléments. L'aire sous chaque pic est approximativement la même. La largeur de la distribution est toutefois plus grande que celle obtenue avec un élément de mélange SMX (Figure 4-27).

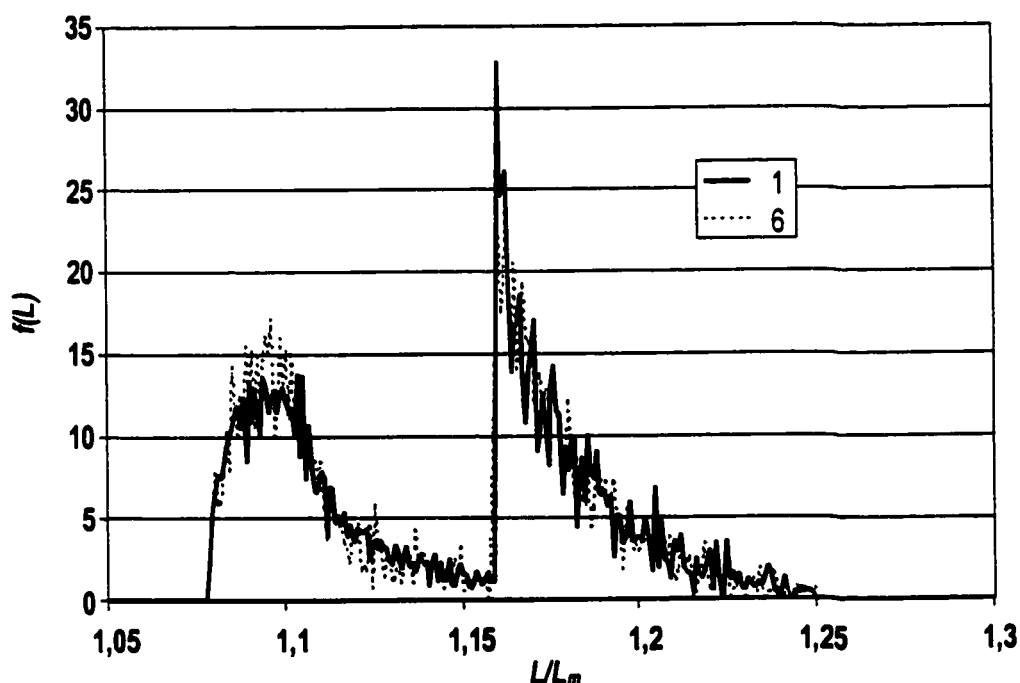


Figure 4-30 DLP individuelles des éléments d'entrée et de sortie pour un mélangeur Kenics.

La Figure 4-32 présente la superposition des distributions cumulatives correspondant à chaque élément. Si l'on considère la largeur de la distribution entre les points de 10% et 90%, on obtient 0,135 pour le Kenics et 0,055 pour le SMX. Individuellement donc, le Kenics favorise de plus grands étirements que le SMX. Toutefois, l'évolution de la largeur

de la distribution avec le nombre d'éléments explique pourquoi les étirements sont plus grands avec le mélangeur SMX.

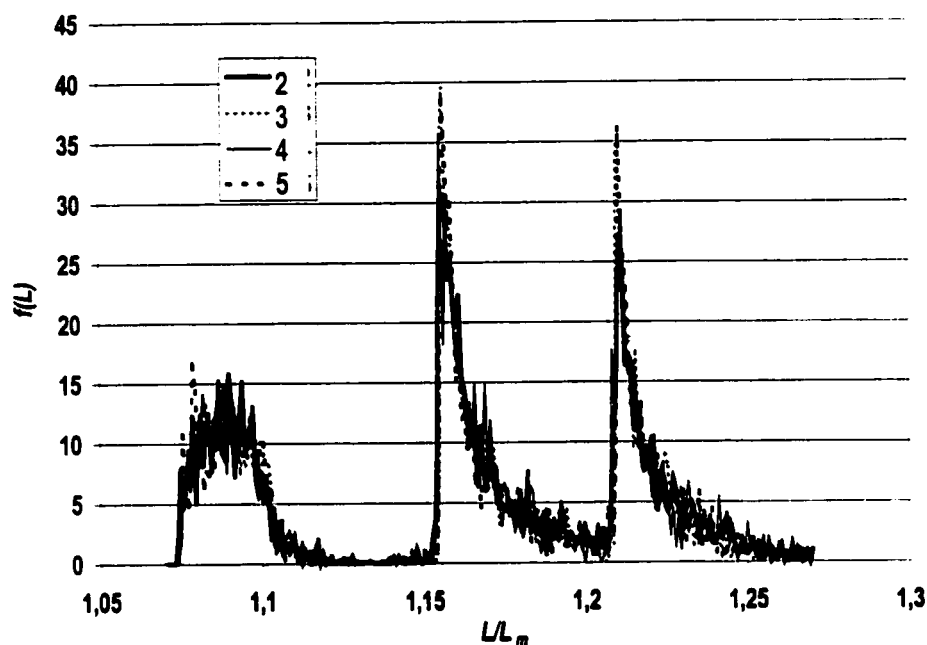


Figure 4-31 DLP individuelles pour les éléments composant le centre d'un mélangeur Kenics à 6 éléments.

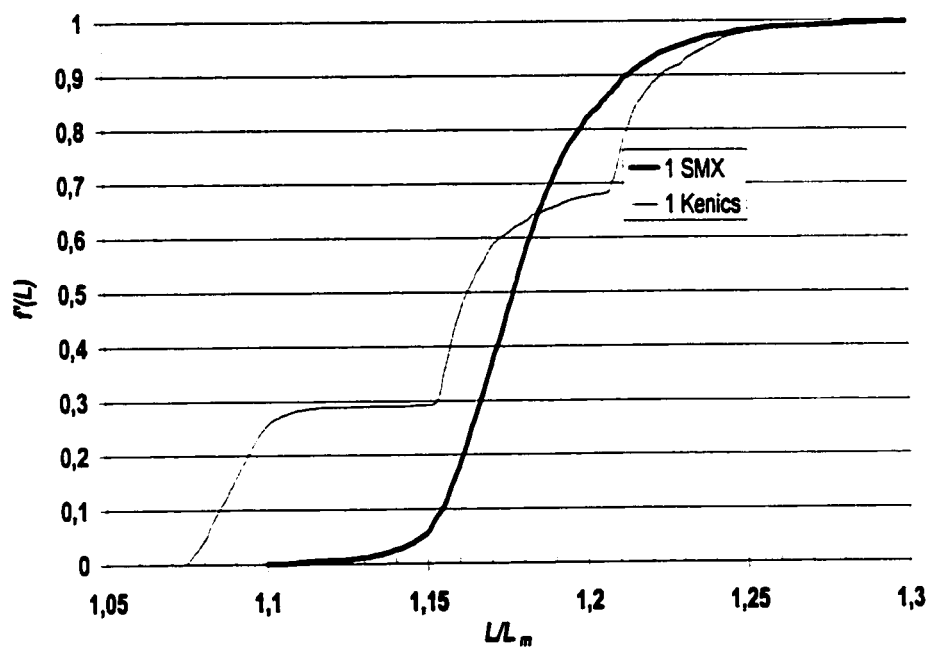


Figure 4-32 Comparaison des DLP cumulatives d'un élément Kenics et d'un SMX.

La Figure 4-33 montre le résultat du calcul des écarts 10%-90% des distributions pour le mélangeur Kenics et le mélangeur SMX. Ce calcul permet d'évaluer la capacité d'un élément à conserver un bon niveau d'élongation dans sa géométrie. Initialement plus élevée, la largeur de la distribution en fonction du nombre d'éléments mélangeurs Kenics devient plus faible au second élément. Par la suite, une décroissance en e^{-2N} semble caractériser les deux éléments. Le mélangeur SMX apparaît donc plus efficace que son concurrent pour préserver un écoulement favorisant les écarts de DLP et donc de plus grands étirements.

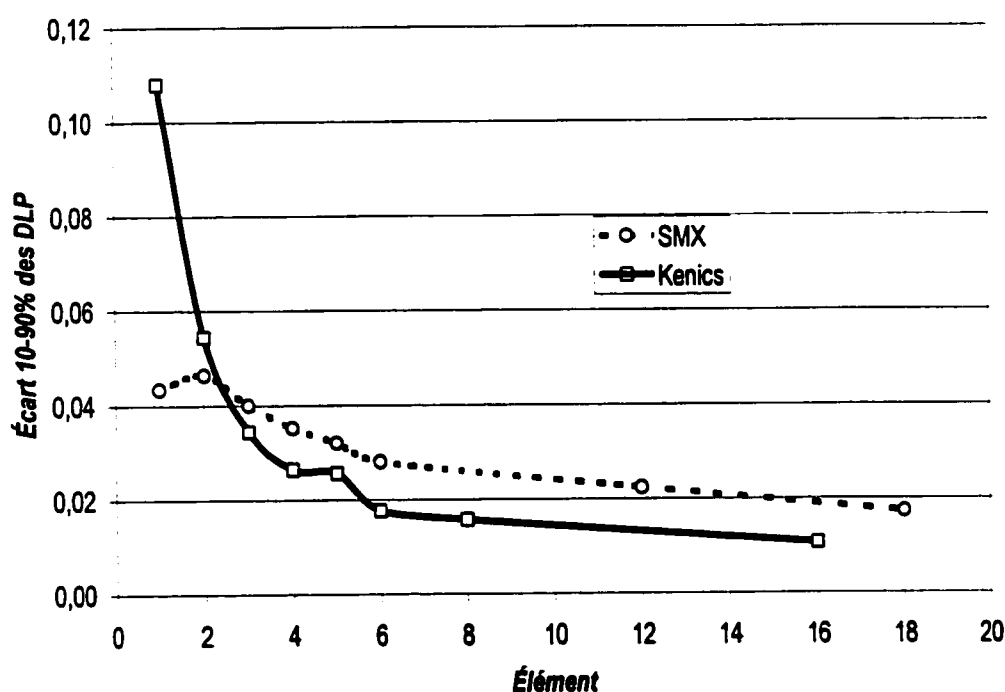


Figure 4-33 Évolution de la largeur des DLP pour les mélangeurs Kenics et SMX.

En repérant sur le plan d'entrée la valeur de la longueur de parcours, on obtient une carte des élongations que subira le fluide lors de son passage dans les éléments. La Figure 4-34 et la Figure 4-35 présentent respectivement ces cartes pour 1 à 6 éléments SMX et

Kenics. Les tons de gris correspondent aux valeurs de L/L_m à 0,33 et 0,66 des distributions cumulatives.

Si le premier élément SMX semble montrer ensemble de lignes verticales, les autres éléments occasionnent assez de différences pour qu'aucun profil ne soit discernable à partir du second élément. Pour le mélangeur Kenics, on peut déceler un ensemble très net de couches qui évolue avec le nombre d'éléments Kenics. Cet ensemble est en tout point semblable avec celui obtenu en simulant les couches de fluides à travers le mélangeur [Hobbs et Muzzio 1997]. Toutefois, il faut se souvenir qu'il s'agit ici de longueur de parcours. Ainsi, lorsque les maximums côtoient les minimums comme c'est le cas dans les parties centrales supérieure et inférieure, l'élongation risque d'être à son maximum et donc de favoriser un meilleur mélange.

Aucun calcul d'élongation menant à la détermination de conditions de mélange chaotique n'a été effectué ici [Otino 1989]. La comparaison avec les valeurs d'élongation maximum fournie par Hobbs reste particulièrement intéressante [Hobbs et Muzzio 1997]. C'est ce que montre la Figure 4-36. Pour arriver à générer ces couches, on a utilisé dix fois plus de particules (~50 000) que pour toutes les distributions précédentes (~5 000). La figure présente des résultats pour 2 et 8 éléments. Dans chaque cas, on retrouve la carte des distances de parcours sur la gauche. La partie sombre de la carte correspond à la distance de parcours la plus longue alors que la partie en gris clair correspond à la valeur minimum. La zone blanche correspond à la valeur intermédiaire. Sur la droite, des mesures d'élongation fournies par Hobbs [Hobbs et Muzzio 1997] correspondent aux 5% supérieurs rencontrés sur la section.

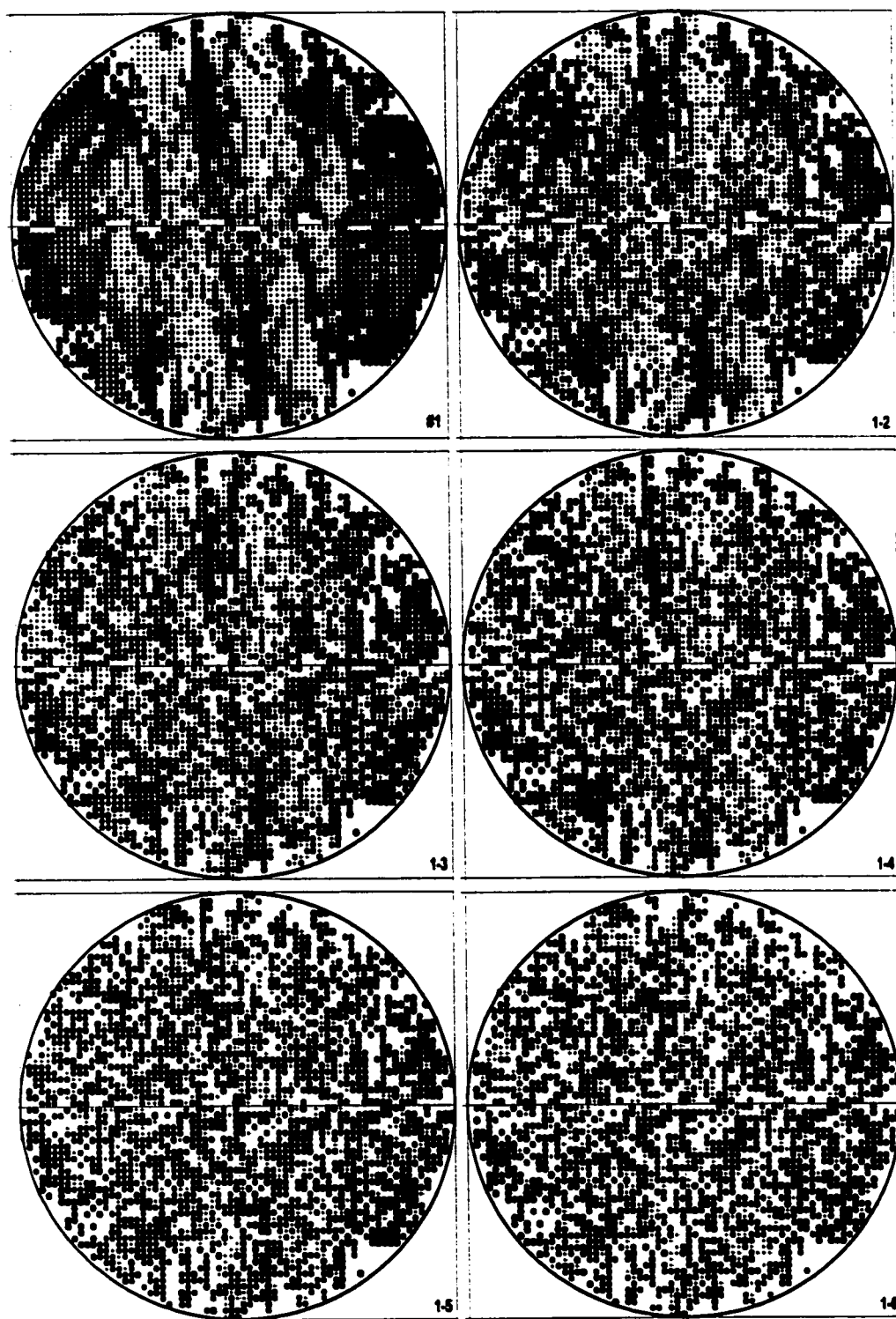


Figure 4-34 Longueurs de parcours projetées sur le plan d'entrée pour les six éléments SMX simulés (● tiers supérieur, ○ médian, • inférieur).

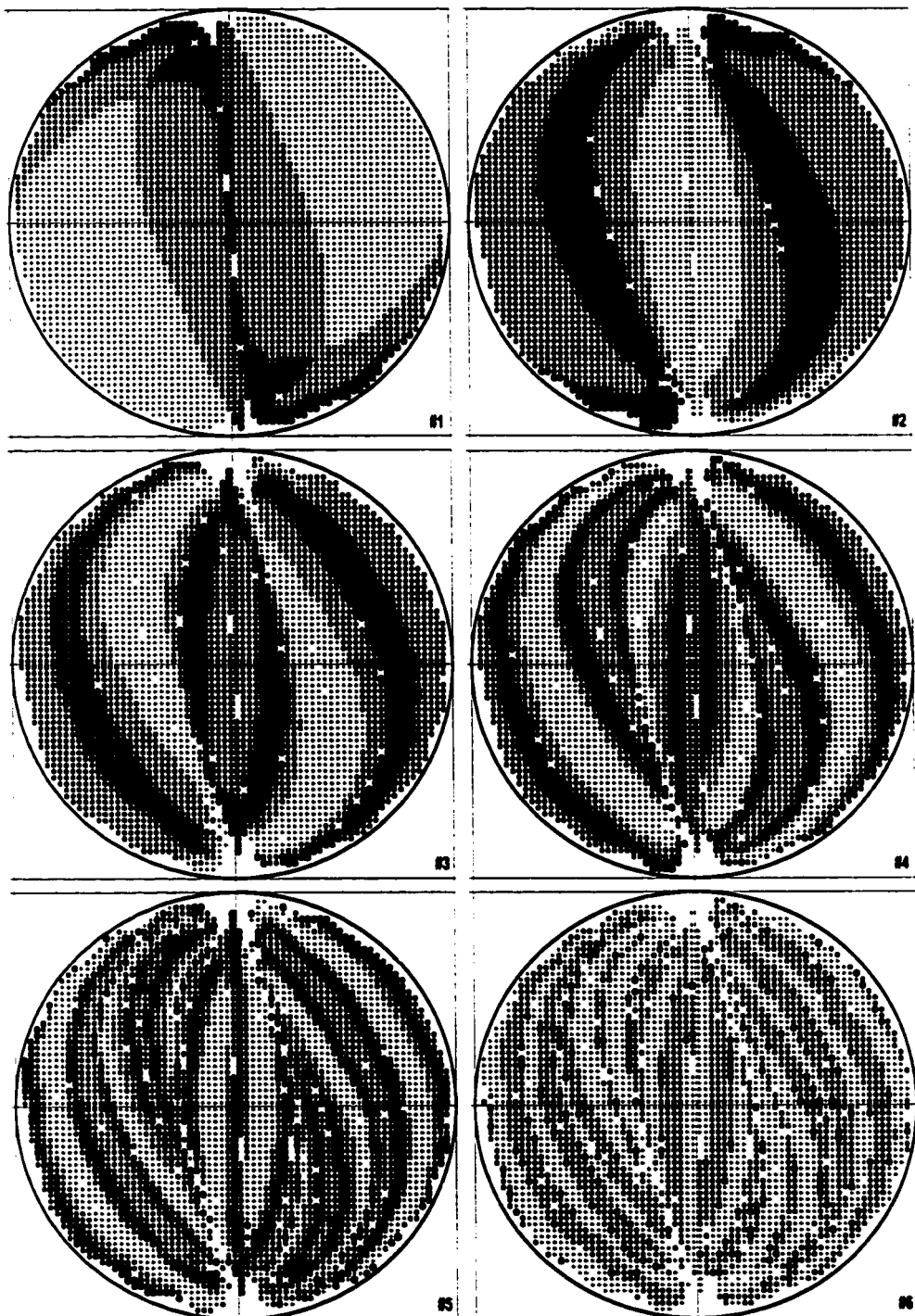


Figure 4-35 Longueurs de parcours projetées sur le plan d'entrée pour les 6 éléments Kenics simulés (● tiers supérieur, ○ médian, ▲ inférieur).

NOTE TO USERS

Page(s) not included in the original manuscript and are unavailable from the author or university. The manuscript was microfilmed as received.

184

This reproduction is the best copy available.

UMI ®

CHAPITRE 5

DISPERSION DE GAZ ET DE LIQUIDES DANS UN MÉLANGEUR SMX

L'un des objectifs de ce travail est de caractériser la capacité de dispersion du mélangeur SMX. Ce chapitre présente les résultats obtenus pour la dispersion de gaz et de liquides en régime d'écoulement laminaire. À notre connaissance et exception faite de l'étude publiée par Grace [1982] sur la performance d'un mélangeur Kenics, il n'existe pas d'autre travail écrit sur la dispersion produite par un mélangeur statique lorsque le régime d'écoulement est laminaire. Ce travail vise de plus à obtenir des résultats avec une phase continue présentant une rhéologie non newtonienne. En raison des mécanismes de réduction de taille différents, les résultats de dispersion avec un rapport de viscosité inférieur à 1 sont d'abord présentés puis suivent ceux sur la dispersion de liquides correspondant à un rapport supérieur à 1.

5.1 DISPERSION AVEC $p < 1$

La dispersion d'un gaz dans un liquide visqueux implique nécessairement un rapport de viscosité très faible de l'ordre de 10^{-5} . La réduction de taille s'effectue suivant un processus répétitif déjà décrit au Chapitre 2 : pour un champ d'écoulement donné, les gouttes se déforment et se rompent de manière répétitive entraînant la réduction de taille des bulles dispersées. La taille des bulles atteint éventuellement une dimension qui permet à la

tension interfaciale d'intervenir. Elle agit alors comme une force préservant la forme de la bulle, qui freine la réduction de taille et va jusqu'à la stopper. Les distributions ainsi obtenues sont généralement étroites en raison de la nature répétitive du processus de réduction de taille. Pousser plus avant ce processus de rupture exige de l'écoulement des niveaux de contraintes supérieures. En cuve agitée, la vitesse d'agitation permet d'ajuster le niveau des forces engendrées par l'écoulement. Avec un mélangeur statique, c'est le débit de fluide, à travers le rapport v_{moy}/D_i qui permet l'évaluation des mêmes grandeurs. La longueur du mélangeur statique correspond simplement à un temps d'agitation plus long dans une cuve.

Le Tableau 5-1 présente les conditions utilisées lors des expériences de dispersion de gaz dans la glycérine et de la CMC (Glycérine et Polym 1, Tableau 3-3). Pour chaque essai, on retrouve le nombre d'éléments mélangeurs employés, le rapport v_{moy}/D_i du débit total, la fraction volumique d'azote ϕ , le rapport de viscosité μ_d/μ_c , le temps de séjour du gaz dans le mélangeur, le nombre de Reynolds pour les conditions utilisées et finalement le diamètre des gouttes à l'entrée des mélangeurs. Les résultats obtenus par ces mesures permettent de connaître l'effet de v/D et du nombre d'éléments mélangeurs sur la taille des gouttes.

Pour toutes les expériences, les conditions d'opération ont été ajustées pour conserver le nombre de Reynolds à une valeur inférieure à 15. Il a déjà été démontré que cette valeur constitue la limite inférieure de la zone de transition menant au régime turbulent [Fasol 1994]. Les résultats numériques et expérimentaux de K_i du chapitre précédent confirment cette valeur. Toutes les expériences ont été précédées par des essais de débits et de mesures de perte de charge. On utilise l'Équation 4-2 pour remonter au nombre de

Reynolds opératoire avec la perte de charge mesurée. Cette façon de faire nous permet de nous affranchir des mesures de viscosité effectuées sur rhéomètre. Notons ici que le nombre de Reynolds employé ne fait pas usage de la fraction de vide du mélangeur.

Tableau 5-1 Conditions expérimentales utilisées pour la dispersion d'azote.

Phase continue	Nombre de mélangeurs	v_{moy}/D_t (s ⁻¹)	$Q_{\text{dispensé}}$ (l/h)	ϕ (%)	p (x10 ⁵)	$t_{\text{séjour}}$ (s)	Re_{proc}	D_{inj} (mm)
Glycérine	6	8	1,9	2,1%	2,3	0,8	2	5,2
	6	12	3,5	2,5%	2,3	0,5	3	5,3
	6	17	6,4	3,3%	2,4	0,4	4	6,3
	12	3	2,9	7,8%	2,5	4,0	1	7,0
	12	8	2,1	2,1%	2,6	1,5	2	5,2
	12	13	3,6	2,4%	2,6	1,0	3	5,5
	12	18	6,2	3,0%	2,6	0,7	5	6,0
	18	3	2,5	6,5%	2,2	5,8	1	7,0
	18	8	2,2	2,4%	2,3	2,5	2	5,5
	18	12	4,0	2,9%	2,3	1,6	3	6,0
	18	17	6,6	3,5%	2,3	1,2	4	6,3
	18	29	8,0	2,4%	1,1	0,2	12	6,0
CMC (Polym3)	12	29	5,4	1,6%	1,1	0,2	12	5,4
	18	29	2,9	0,9%	1,1	0,2	12	5,2
	18	30	8,8	2,6%	1,1	0,2	12	6,0

La fraction volumique d'azote est calculée avec les conditions de pression et de température régnant à la sortie des mélangeurs. Pour sa viscosité, on utilise les conditions moyennes entre l'entrée et la sortie du mélangeur. Il en résulte que la viscosité de l'azote peut être considérée constante à $1,7 \times 10^{-5}$ Pa-s [Perry 1989].

5.1.1 Résultats de dispersion

La Figure 5-1 présente l'évolution des diamètres moyens mesurés expérimentalement suivant le rapport $8v_{\text{moy}}/D_t$. Le facteur 8 est utilisé pour rendre compatibles les résultats avec ceux de Grace [1982]. La phase continue utilisée est de la glycérine (Tableau 3-3). Les conditions expérimentales sont présentées dans la partie supérieure du Tableau 5-1 et sont

associées à « Glycérine ». Les diamètres moyens sont calculés à partir des distributions brutes lissées par la méthode du maximum de vraisemblance déjà décrite au Chapitre 3. On retrouve trois courbes bien définies avec des points alignés de façon satisfaisante suivant l'utilisation de 6, 12 ou 18 mélangeurs. La position des trois courbes montre la diminution de taille obtenue avec le nombre de mélangeur. La légère remontée de la courbe obtenue avec 6 éléments peut être attribuée à la combinaison de facteurs adverses : diamètre des bulles injectées le plus élevé combiné au temps de séjour le plus faible et la fraction volumique de phase dispersée la plus élevée.

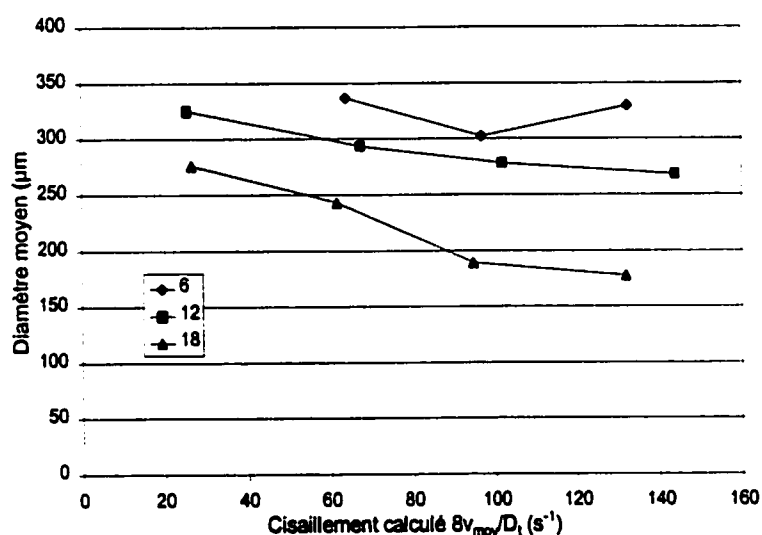


Figure 5-1 Évolution du diamètre moyen des bulles obtenues avec 6, 12 et 18 SMX.

L'énergie totale dissipée dans les éléments permet d'obtenir une courbe unique de taille moyenne et d'écart type pour tous les cas présentés à la Figure 5-1. La Figure 5-2 montre les résultats de diamètres moyens et de l'écart type en fonction de l'énergie totale utilisée dans le mélangeur :

$$E_T = \Delta P \times V_{mél}$$

Équation 5-1

Cette représentation, contrairement à celle souvent employée de la puissance totale dissipée et obtenue par la relation $P_T = Q \Delta P$, permet d'unifier l'effet de la viscosité de la phase continue et du nombre d'éléments mélangeurs. La relation présentée par l'Équation 5-1 n'est en fait que la puissance dissipée multipliée par le temps de séjour moyen :

$$E_T = Q \times \Delta P \times t_{s\acute{e}j} = Q \times \Delta P \times \frac{V_{m\acute{e}l}}{Q} \quad \text{Équation 5-2}$$

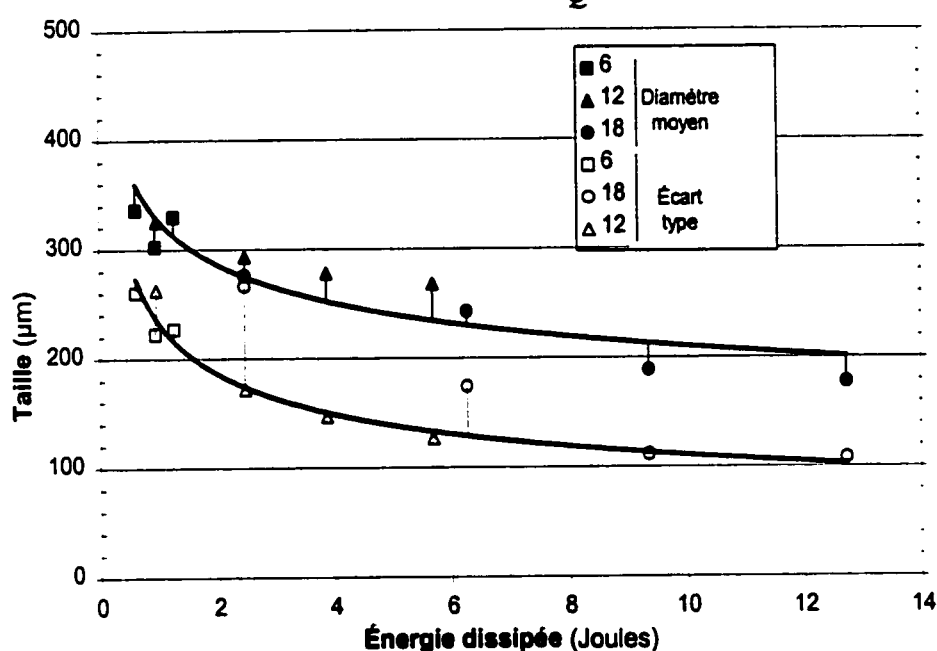


Figure 5-2 Moyenne et Écart type des distributions de bulles obtenues en fonction de l'énergie dissipée dans le mélangeur.

La relation entre le diamètre moyen des gouttes D_g et l'énergie dissipée dans le mélangeur E_T s'exprime :

$$D_g = \mu_1(f(D)) = 325 \times E_T^{-0,2} \quad \text{Équation 5-3}$$

L'écart moyen des valeurs expérimentales à la courbe décrite par cette équation est de 8,0%. L'expression obtenue pour l'écart type des diamètres est :

$$\sqrt{\mu'_2(f(D))} = 225 \times E_T^{-0,322} \quad \text{Équation 5-4}$$

5.1.2 Vitesse de cisaillement effective

L'intérêt de la vitesse de cisaillement effective réside dans la caractérisation qu'elle procure de la capacité de dispersion d'une géométrie et donc d'un mélangeur. La notion de vitesse de cisaillement effective se rapproche de la notion de viscosité de procédé. Il s'agit d'un calcul fait à rebours en se fondant sur les mesures effectuées expérimentalement. En utilisant les corrélations du nombre capillaire en fonction du rapport de viscosité, il est possible de remonter à la valeur de cette vitesse de cisaillement effective. On combine cette relation avec la taille moyenne mesurée des bulles dans les conditions opératoires. Le calcul s'effectue suivant les étapes :

- 1- En cisaillement simple et $p < 0,1$, calculer le nombre Capillaire avec :

$$Ca_{crit} = 0,18 \times p^{-0,536} \quad \text{Équation 5-5}$$

Cette relation est l'équation des résultats de Grace [1982] montrés sur la Figure 2-6 ou bien, en élongation et avec $p < 1,0$:

$$Ca_{crit} = 0,2 p^{-0,142} \quad \text{Équation 5-6}$$

- 2- Obtenir la vitesse de cisaillement effective compatible avec celle calculée par Grace :

$$\dot{\gamma}_{eff} = Ca_{crit} \frac{\sigma}{D \eta_{proc}} \quad \text{Équation 5-7}$$

La présentation des résultats en fonction du rapport v/D_t engendre une courbe pour chaque nombre d'éléments utilisés et engendre un graphique comparable à celui de la Figure 5-1. La Figure 5-3 présente le résultat du calcul de vitesse de cisaillement effective. Ici encore, l'énergie totale réunit sur une même courbe tous les points expérimentaux.

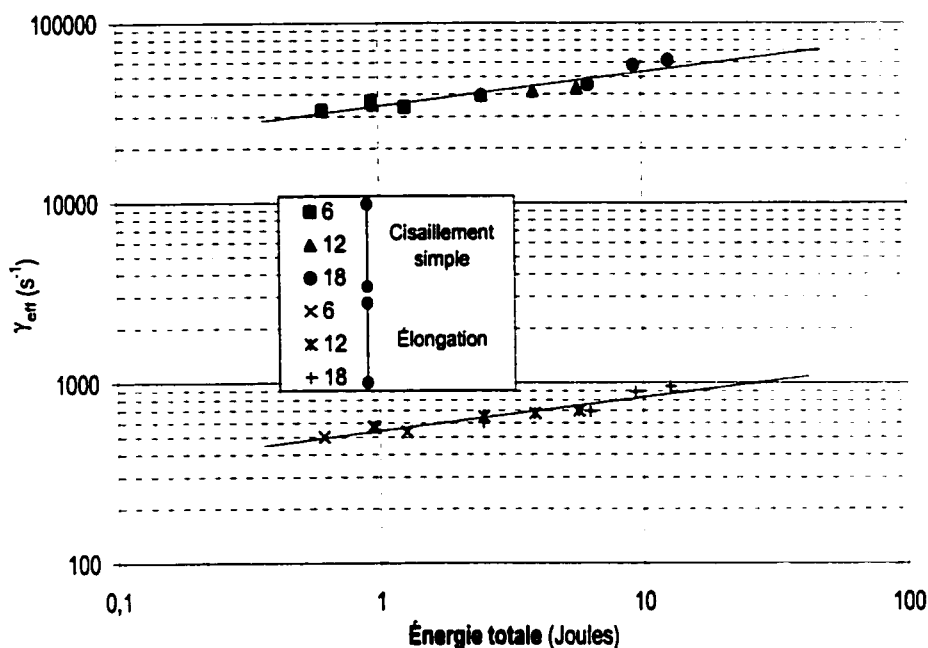


Figure 5-3 Vitesse de cisaillement effective du mélangeur SMX obtenue avec $p < 1$.

Les vitesses de cisaillement calculées avec la corrélation de Grace [Grace 1982] pour la rupture d'une goutte dans un écoulement en élongation procurent des valeurs entre 500 et 1000 s^{-1} . Il devient évident que le cisaillement simple ne peut être le facteur important permettant la réduction de taille dans un mélangeur SMX. Les vitesses de cisaillement effectives obtenues ici sont hors des limites du raisonnable pour ce type d'équipement. En effet, des valeurs de 30 000 à 50 000 s^{-1} , telles que celles obtenues ici, sont plutôt la marque d'équipements rotatifs semblables à ceux déjà présentés au Chapitre 1 (Figure 1-4).

Les relations obtenues pour chaque courbe s'expriment en puissance de l'énergie totale avec un exposant de 0,19 et respectivement 34 360 et 540 comme valeur de la constante A pour le cisaillement simple et l'élongation :

$$\dot{\gamma}_{eff} = A \times E_T^{0,19}$$

Équation 5-8

5.1.3 Comparaison avec un mélangeur Kenics

La comparaison du mélangeur SMX avec le mélangeur Kenics se base sur la vitesse de cisaillement nécessaire à l'obtention d'une même taille de bulles. Le seul travail permettant cette comparaison est celui de Grace [1982]. Le mélangeur SMX a un mode de réduction de taille différent de son prédécesseur le mélangeur Kenics. Les conditions expérimentales employées par Grace sont énumérées au Tableau 5-2 en parallèle avec celles utilisées pour le SMX. Deux cas y sont relevés pour le Kenics et un cas pour le SMX.

Pour arriver à la vitesse de cisaillement équivalente au cas de référence du Tableau 5-2 (ici le Cas #1), on considère des diamètres moyens identiques. On obtient la vitesse de cisaillement équivalente par l'expression suivante [Grace 1982] :

$$\frac{\dot{\gamma}_2}{\dot{\gamma}_{ref}} = \frac{Ca_{crit2}}{Ca_{critref}} \frac{\sigma_2}{\sigma_{ref}} \frac{\eta_{p,ref}}{\eta_{p2}} \quad \text{Équation 5-9}$$

On arrive ainsi à compenser les variations respectives du rapport des viscosités, des tensions interfaciales et des viscosités de phase continue. Les résultats apparaissent sur la dernière ligne du Tableau 5-2. La première comparaison est faite avec un autre mélangeur Kenics dans des conditions différentes. On retrouve un facteur de 12 sur la vitesse de cisaillement pour obtenir la même taille de goutte moyenne (Grace [1982] utilisait 17 dans son texte). Pour le cas du SMX, le facteur devrait être de 40 000 sur la vitesse de cisaillement afin de générer une distribution dont la moyenne soit la même que celle du cas de référence. La Figure 5-4 montre ces résultats sous forme graphique et présente aussi les résultats obtenus expérimentalement avec 12 éléments mélangeurs SMX. Ces points correspondent aux conditions du Tableau 5-2.

Tableau 5-2 Comparaison des mélangeurs Kenics et SMX - conditions expérimentales et rapport de vitesse de cisaillement.

	Kenics #1 (réf)	Kenics #2	SMX
Type de dispersion:	L/L	L/L	G/L
Tension interfaciale (N/m)	0,0085	0,0144	0,07
η_{continue} (Pa-s)	108	108	0,8
ρ	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$
$\sigma_2 / \sigma_{\text{ref}}$	1	1,7	8
$\eta_{\text{ref}} / \eta_2$	1,0	1,0	135
$Ca_2 / Ca_{\text{ref}} = (p_{\text{ref}} / p_2)^{-0,536}$	1,0	7,1	36
$\dot{\gamma}_2 / \dot{\gamma}_{\text{ref}}$	1	12	39 532

Ces résultats confirment ainsi ce que la dernière section avait mis en évidence. Le cisaillement simple ne peut être la contribution majeure à la réduction de taille. D'après les points expérimentaux du SMX, la vitesse de cisaillement n'a que peu d'influence sur sa performance. En effet, si dans le SMX l'élongation est le phénomène responsable de la réduction de taille, il est tout à fait normal que des variations de débits, ici reflétées par des variations de $\partial v / D$, n'aient pas ou peu d'influence sur sa performance. Les points expérimentaux obtenus ici confirment ce que les résultats du Chapitre 3 portant sur la longueur de parcours et les temps de séjour avaient aussi démontré. La pente des points obtenus expérimentalement, pour la série de la Figure 5-4 et pour les séries obtenues avec des nombres d'éléments différents, est égale à -0,2 par opposition avec une valeur de -1,0 pour les résultats de Grace.

La Figure 5-5 reprend ces données sous la forme que préconise Middleman [1974] pour montrer l'effet du nombre d'éléments mélangeurs sur le diamètre moyen. L'ordonnée présente le diamètre moyen normé par la valeur atteinte à 18 éléments, le plus grand nombre utilisé dans ce travail. La valeur à 0 élément correspond à la taille initiale des bulles

en sortie de buse. On constate que 6 éléments suffisent pour atteindre la réduction de taille maximale dans ces conditions. En effet, plus de 90% de la réduction de taille est atteinte après ce nombre d'éléments. Les éléments suivants ne permettent d'accroître que très légèrement les gains sur la taille. En utilisant la même expression que Middleman [1974],

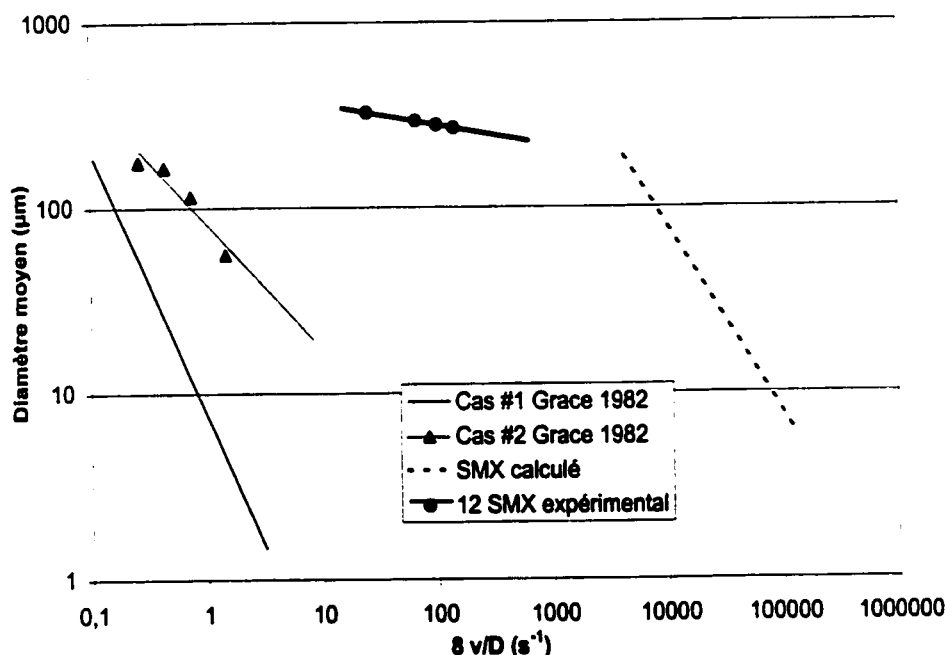


Figure 5-4 Comparaison de la performance d'un mélangeur Kenics et SMX en fonction de la vitesse de cisaillement à la paroi.

$$\frac{D}{D_{N\max}} = C_1 + C_2 e^{-NC_3} \quad \text{Équation 5-10}$$

on arrive à lisser correctement les points expérimentaux. Chaque courbe continue du graphique est obtenue avec cette expression dans laquelle on utilise les paramètres appropriés. L'écart entre les courbes est engendré par un rapport v/D_i différent. En guise de comparaison, on a ajouté une courbe extraite des données de Grace [1982] et obtenue avec 21, 42 et 63 éléments mélangeurs.

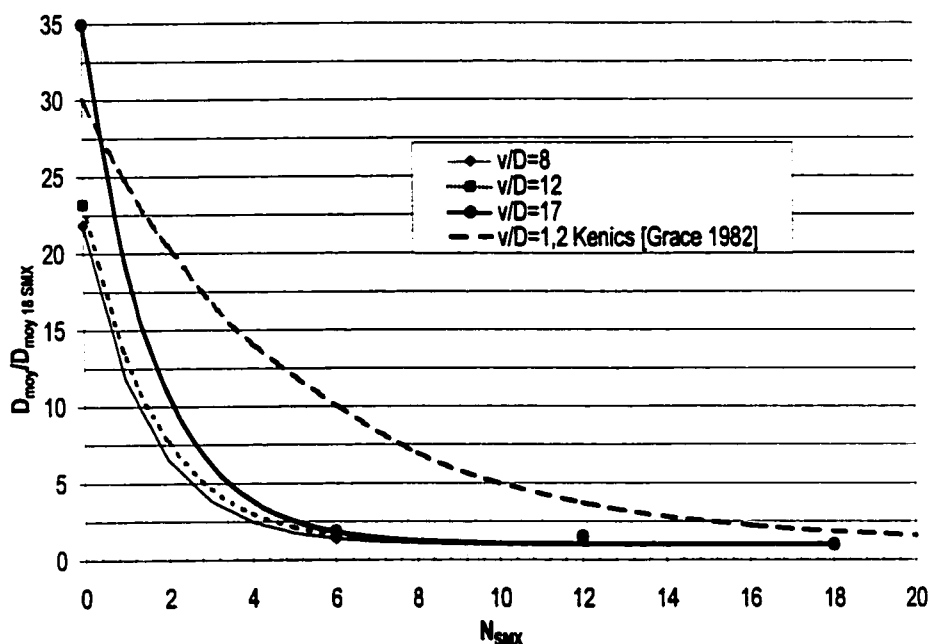


Figure 5-5 Effet du nombre d'éléments SMX sur la taille moyenne pour trois vitesses de cisaillement différentes.

La forme de l'Équation 5-10 n'est qu'une représentation simplifiée d'une expression plus générale reliant la moyenne d'une distribution au temps. Elle est utilisée pour la représentation du broyage de particules solides [Bade et Hoffman 1997] :

$$\mu(t) = \mu_0 e^{-kt} + \mu_\infty (1 - e^{-kt}) \quad \text{Équation 5-11}$$

Dans cette expression, la taille moyenne de la distribution $\mu(t)$ évolue entre la taille moyenne initiale avant broyage μ_0 et celle obtenue après un temps assez long pour que la moyenne n'évolue plus (μ_∞). La constante cinétique de réduction de taille k est une caractéristique de l'appareil utilisé. Les paramètres C_1 , C_2 et C_3 prennent ainsi tout leur sens lorsque l'on compare l'Équation 5-10 et l'Équation 5-11 et que l'on se rappelle que le nombre d'éléments mélangeurs correspond à un temps de mélange.

Le paramètre C_2 peut être perçu comme une mesure de la réduction de taille accessible dans les conditions du procédé ($C_2 = C_2(p, \sigma, D_{pm} \dots)$). Le paramètre C_3 peut être considéré comme l'efficacité de chaque élément à réduire la taille des bulles. Ce paramètre C_3 constitue donc une caractérisation de la capacité de dispersion d'un mélangeur donné. Les résultats obtenus au Chapitre 4 sur le K_j , la DTS et la DLP montrent que chaque élément d'un mélangeur répète l'effet de l'élément qui le précède indépendamment de Re . En régime laminaire, cette conclusion était prévisible et permet de supposer que le paramètre C_3 est lui aussi indépendant de Re . Le Tableau 5-3 présente la valeur des trois paramètres de l'équation de même que les constantes tirées des travaux de Grace [1982] sur le mélangeur Kenics en régime laminaire et de Al-Taweel [1983] sur le mélangeur Lightnin obtenus en régime turbulent.

Tableau 5-3 Valeurs de constantes de l'Équation 5-10 pour les mélangeurs SMX, Kenics et Lightnin.

	1	2	3	Grace 1982	Al-Taweel et Walker 1983
	SMX	SMX	SMX	Kenics	Lightnin
v/D	8	12	17	1,2	20-40
C_1	1,0	1,0	1,0	1,0	0,98
C_2	20	22	34	25	3,8
C_3	0,67	0,60	0,63	0,22	0,17

L'hypothèse de l'invariabilité du paramètre C_3 avec Re semble acceptable. La valeur reste constante pour une variation de débit d'un facteur près de 10. L'observation des valeurs du paramètre C_3 montre également que le SMX engendre une valeur trois fois supérieure à celle du Kenics. Les résultats fournis par Al-Taweel [Al-Taweel et Walker 1983] pour le mélangeur Lightnin, d'une conception proche de celle du mélangeur Kenics, tendent à confirmer la valeur d'environ 0,2 pour ce type de géométrie. Cette valeur a toutefois été obtenue en régime turbulent. Finalement Rauline [Rauline et al. 1999], dans une évaluation

numérique de la performance des mélangeurs Kenics et SMX, montre que le mélangeur Kenics exige des longueurs de mélangeur de deux à trois fois plus grandes pour obtenir des niveaux de mélange comparables. La valeur des constantes cinétiques de réduction de la taille, avec un rapport de trois, vont donc exactement dans le même sens que les conclusions de Rauline.

5.1.4 Effet d'une phase continue non newtonienne

Cette section vise à démontrer l'effet d'une phase continue non newtonienne sur les dispersions produites par le mélangeur SMX. Le fluide employé ici a une viscosité répondant à un modèle de Cross. Il s'agit d'une solution de CMC et de Xanthane dans un mélange d'eau et de sirop de glucose. L'indice de comportement est de 0,5 et l'indice de consistance égal à 3,5 (Polym 3, Tableau 3-3). On utilise la viscosité de procédé pour tous les calculs.

Le Tableau 5-4 utilise la méthode du paragraphe précédent sur les vitesses de cisaillement effectives pour calculer l'effet que devrait provoquer l'emploi d'une phase non newtonienne. On y retrouve le rapport réel des vitesses de cisaillement aux valeurs des diamètres moyens obtenus avec la phase non newtonienne. La valeur du rapport de vitesse de cisaillement calculé est de 1,4 alors que les mesures expérimentales fournissent des valeurs allant de 1,0 à 2,2. Bien que l'accord ne soit pas exact, la tendance des résultats montre bien que l'emploi d'une phase continue non newtonienne ne semble pas avoir d'effet sur la performance du mélangeur. Il faut toutefois garder en mémoire que la seule propriété non-newtonienne de ce fluide est d'être rhéofluidifiant et que la base des calculs est la viscosité de procédé.

Tableau 5-4 Effet de l'emploi d'une phase non-newtonienne sur le rapport des vitesses de cisaillement.

	Newtonien	Non newtonien
Tension interfaciale σ :	70	70
η_c	0,80	0,65
P	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$
σ_2/σ_1	-	1,0
η_1/η_2	-	1,2
$(\rho_1/\rho_2)^{-0,536}$	-	1,2
γ_2/γ_1 :		
Calculé:	-	1,4
Expérimental 6 :		1,3
Expérimental 12 :		1,0
Expérimental 18 :		2,2

Lorsque l'on reprend les diamètres obtenus avec la phase continue newtonienne et que l'on place ces résultats sur l'axe de l'énergie dissipée par le mélangeur, on obtient le graphique de la Figure 5-6. Une pente identique de -0,2 relie de façon satisfaisante les points obtenus avec chaque phase continue. L'augmentation nécessaire d'énergie entre les deux cas est de 2,0 et correspond au carré du facteur de 1,4 calculé pour la vitesse de cisaillement. Il faut se rappeler que l'énergie totale varie avec le carré de la vitesse de cisaillement. L'accord est donc satisfaisant.

Ces résultats montrent bien que l'expression de l'Équation 5-9, utilisant le nombre capillaire, combinée à la viscosité de procédé, permet de caler adéquatement les valeurs expérimentales. L'utilisation de fluide rhéofluidifiant ne pose donc aucun problème particulier. Ce résultat permet la simplification du traitement des résultats. La viscosité de procédé reste la clé du traitement des données.

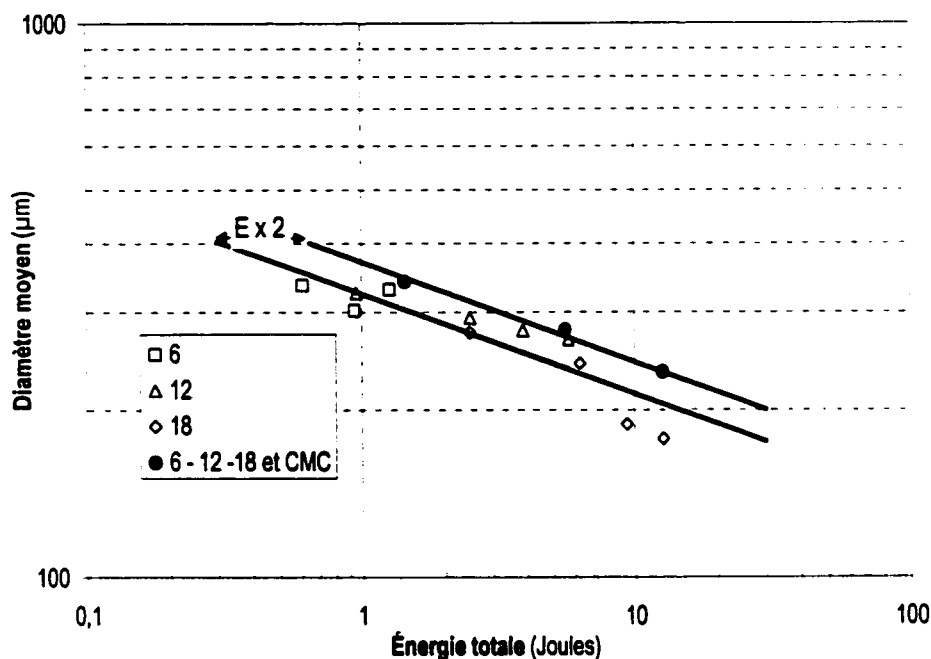


Figure 5-6 Effet de l'emploi d'une phase continue non-newtonienne sur la performance du mélangeur SMX.

5.2 DISPERSION AVEC $p > 1$

La présente section rassemble tous les résultats portant sur la dispersion de liquide. Par opposition à la précédente section, celle-ci porte uniquement sur le cas $p > 1$. Les fluides employés sont visqueux et en régime d'écoulement laminaire.

Cette section se divise en quatre paragraphes traitant chacun de l'effet des conditions opératoires sur les tailles mesurées. Par la suite, les vitesses de cisaillement effectives sont présentées. Enfin, une comparaison sera faite avec les seuls résultats existants de dispersion dans un mélangeur statique.

La phase continue utilisée est non newtonienne et répond à un modèle de Cross (Polym3, Tableau 3-3). Les phases dispersées sont toutes, sans exception, des huiles silicone

fabriquées par la société Rhône-Poulenc et vendu sous le nom de commerce Rhodorsil (Huile 1, 2 et 3; Tableau 3-3). Pour chaque expérience, le Tableau 5-5 reprend la viscosité de l'huile utilisée en phase dispersée η_d , le débit de la phase continue, le rapport η_d/η_c (p) et la fraction volumique de la phase dispersée ϕ . Trois rapports ont ainsi été expérimentés avec au minimum une valeur d'environ 5, une valeur intermédiaire d'environ 70 et une valeur maximale de 200.

Tableau 5-5 *Résumé des conditions expérimentales pour la dispersion de liquides.*

Série #	η_{disp} (Pa-s)	Q_{cont} (l/h)	p	fraction volumique (%)
1	1	76	5	7%
2	1	199	6	6%
3	1	127	6	15%
4	1	76	6	22%
5	1	205	6	22%
6	1	133	6	7%
7	1	126	6	23%
8	1	75	5	15%
9	1	198	6	16%
10	1	68	5	7%
11	1	185	6	5%
12	1	112	6	14%
13	1	69	5	21%
14	1	184	6	22%
15	1	130	6	14%
16	14	116	85	18%
17	14	118	85	18%
18	14	115	85	19%
19	14	186	88	19%
20	14	112	83	10%
21	50	118	282	18%
22	50	113	281	19%
23	50	112	281	19%
24	50	184	291	8%
25	50	68	258	10%

Pour la fraction volumique ϕ , les trois valeurs expérimentales testées sont respectivement 5% à 7%, 10% à 15% et 20%-23%. Initialement, ces trois groupes auraient dû être 5%, 15% et 25%. L'imprécision sur la mesure du débit de phase dispersée est à l'origine de cet écart entre les valeurs souhaitées et celles atteintes expérimentalement.

Le maximum de 25% a été fixé à la suite de mesures exploratoires produisant des dispersions ayant toutes les caractéristiques résultant d'inversion de phases. L'observation des dispersions à des valeurs de fraction volumique légèrement supérieures (35-40%) a révélé des gouttes avec plusieurs gouttes plus petites dans leur centre. À l'intérieur de ces dernières, des gouttelettes avec des tailles encore plus petites ont aussi pu être observées.

On présente à la Figure 5-7 l'évolution entre la viscosité de procédé (η_p) obtenue à partir de la perte de charge et celle calculée pour la phase continue dans des conditions semblables (η_c). Le graphique regroupe les vingt-cinq expériences de dispersion de liquides, sans égard au nombre de mélangeur, au débit ou à tout autre paramètre. Pour illustrer le comportement des viscosités, c'est le rapport η_p/η_c qui est montré sur la figure en fonction de la concentration en phase dispersée ϕ . Présenté ainsi, un rapport des viscosités inférieur à 1,0 indique un comportement global rhéofluidifiant de la dispersion alors que le cas du rapport supérieur à 1,0 indique une tendance rhéoépaississante. L'important est ici de garder en mémoire que la valeur du rapport est reliée à la dispersion considérée dans son ensemble alors que le rapport montré sur la figure, η_{app}/η_c , représente ce comportement global par rapport à celui qu'aurait la phase continue seule, au même débit total.

À faible fraction volumique ($\phi \sim 6\%$), la dispersion présente une viscosité plus faible que la valeur calculée pour la phase continue seule. Les points sont tous regroupés et ce, indépendamment du débit, du rapport des viscosités entre phase p et du nombre de mélangeurs utilisés. Le rapport de la viscosité apparente à celle calculée pour la phase continue passe au-dessus de 1,0 avec l'augmentation de la fraction volumique. On ne peut pas envisager une erreur introduite par les mesures pour expliquer cette observation.

Toutes les expériences sont considérées en régime établi. La vérification de l'établissement du régime est faite graphiquement à l'aide de l'affichage de la perte de charge en temps réel sur l'ordinateur contrôlant les opérations. Une période de transition a systématiquement été observée lors du démarrage de l'injection de phase dispersée. Après cette période, dont la durée peut être directement reliée à p , la perte de charge mesurée dans le mélangeur se stabilise. C'est le moment auquel s'effectue la mesure des tailles et du relevé des conditions d'opération. Ces étapes sont illustrées sur la Figure 5-8.

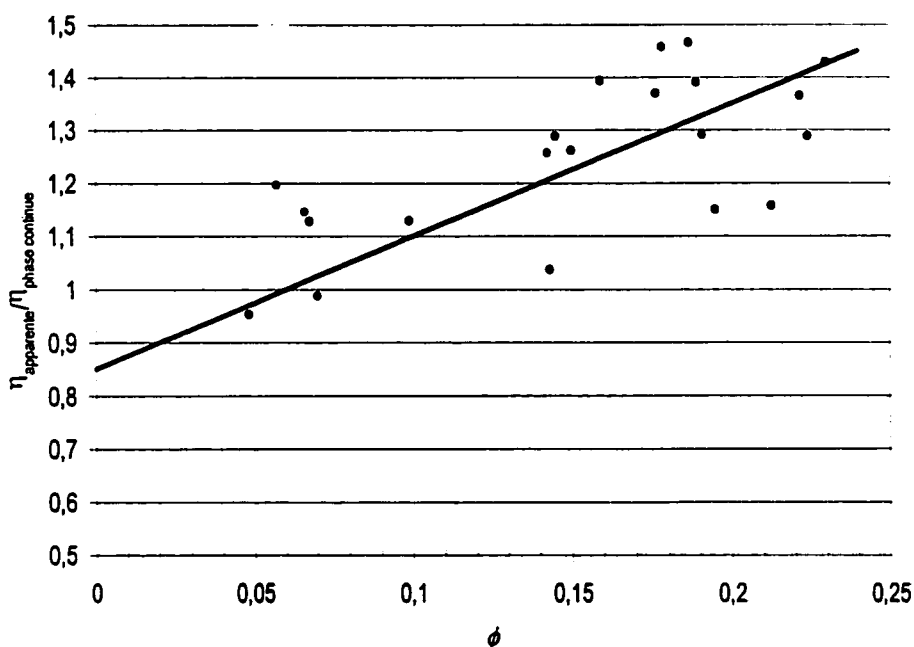


Figure 5-7 Effet de la fraction volumique de fluide dispersé sur la viscosité de procédé.

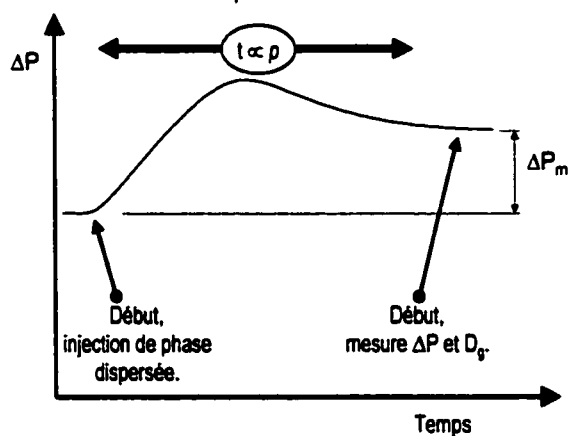


Figure 5-8 Évolution de la mesure de perte de charge lors de l'injection de la phase dispersée.

5.2.1 Résultats de dispersion

5.2.1.1 Effet de la fraction volumique

La Figure 5-9 montre l'effet du changement de fraction volumique sur le diamètre moyen mesuré à la sortie des mélangeurs. Le rapport de viscosité entre phases, pour les 14

expériences regroupées sur la figure, est considéré constant allant de 5,1 à 6,3. Chaque courbe comporte des mesures faites avec 6, 12 et 18 mélangeurs. L'énergie totale dissipée dans le mélangeur permet de bien rassembler les résultats. Trois courbes se démarquent et correspondent aux trois fractions volumiques testées de 6, 15 et 22%. Les mêmes tests ont aussi été réalisés pour des rapports de viscosités de 80 et 300. Aucun test n'a été fait pour évaluer l'importance de la coalescence sur les résultats.

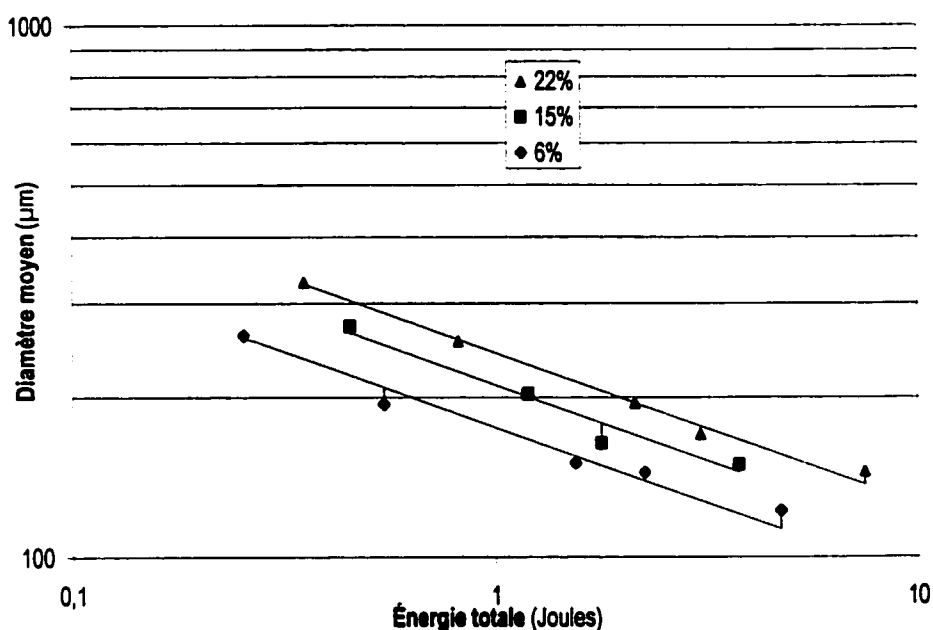


Figure 5-9 Effet de la fraction volumique sur le diamètre moyen pour un rapport de viscosité de 5.

Pour illustrer l'effet du changement de fraction volumique, on a représenté l'ordonnée à l'origine des courbes de la Figure 5-9 en fonction de ϕ . On y a aussi ajouté celles des rapports de viscosité $p = 80$ et $p = 300$. Le résultat est montré sur la Figure 5-10. Le graphique montre un accroissement exponentiel des diamètres avec un exposant de 2,26 fois la fraction volumique de phase dispersée. La relation est donc de la forme :

$$D_g = Ae^{2.26\phi}$$

Équation 5-12

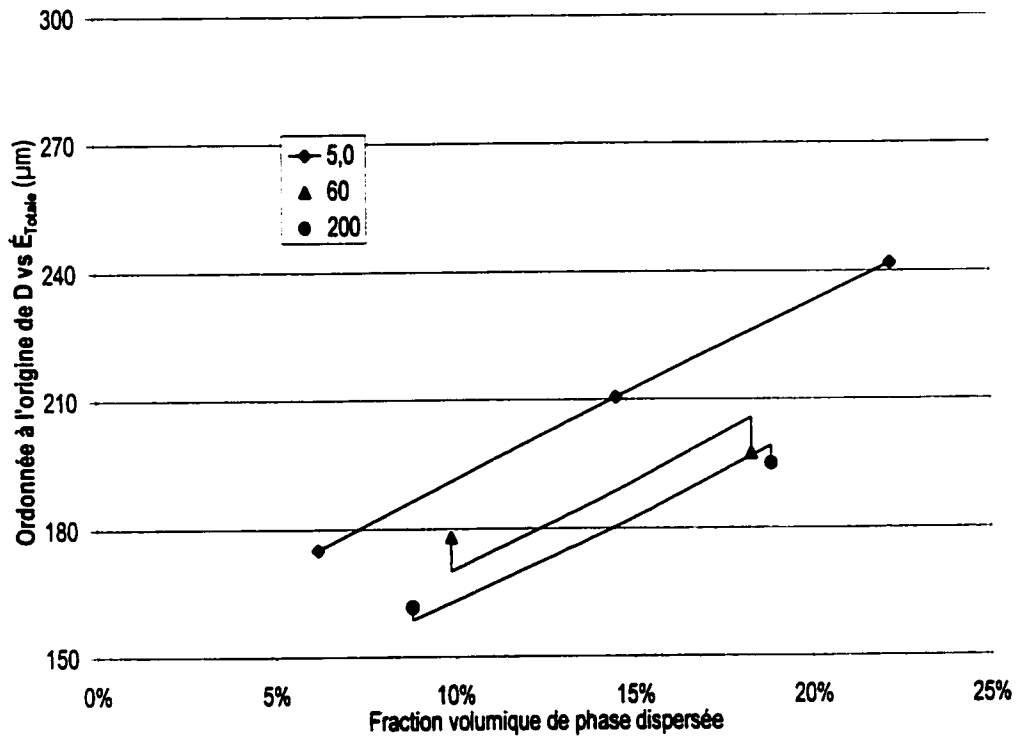


Figure 5-10 Ordonnée à l'origine obtenue en fonction de la fraction volumique pour trois rapports de viscosité.

5.2.1.2 Effet du rapport de viscosité

Suivant ce qui a été présenté en début de section, trois rapports de viscosités ont été testés. Nous verrons ici comment ils influencent les résultats de mesures de diamètre. Les trois figures suivantes présentent les résultats de mesures de diamètres en fonction de l'énergie totale dissipée dans le mélange. Chaque graphique correspond à une valeur de fraction volumique de phase dispersée différente. Dans tous les cas, la phase dispersée est composée d'huile silicone. Pour toutes les situations de dispersion, on emploie 6, 12 et 18 éléments mélangeurs et des débits allant du débit minimum possible mesurable au débit procurant un nombre de Reynolds légèrement sous la valeur de 15.

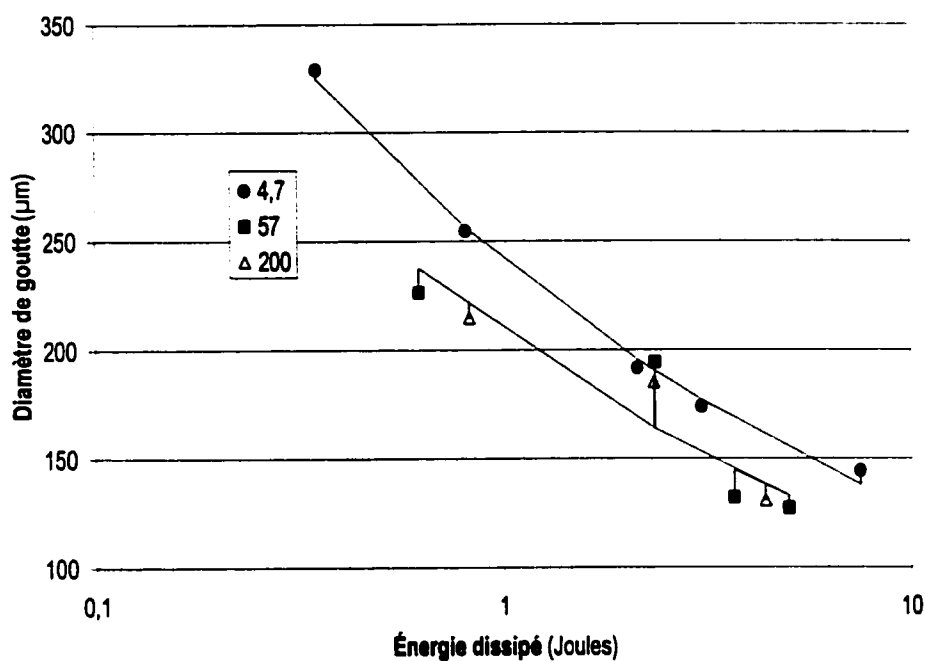


Figure 5-11 Diamètre des gouttes en fonction de l'énergie dissipée pour trois rapports de viscosité et $\phi=25\%$.

Les résultats obtenus avec le rapport p le plus faible procurent généralement des résultats plus cohérents. Ce sont aussi ces expériences qui servent de référence et comptent le plus grand nombre de points. Suivant les résultats de Grace [1982], le comportement doit être le même avec un rapport p plus élevé. À partir des trois figures (Figure 5-11, Figure 5-12 et Figure 5-13), il est possible de construire un graphique combinant les ordonnées à l'origine de chaque courbe et le rapport de viscosité correspondant. Le résultat est montré à la Figure 5-14. On obtient ainsi l'effet sur le diamètre de gouttes suivant le rapport de viscosité. Cet effet semble être le même pour les trois fractions volumiques testées.

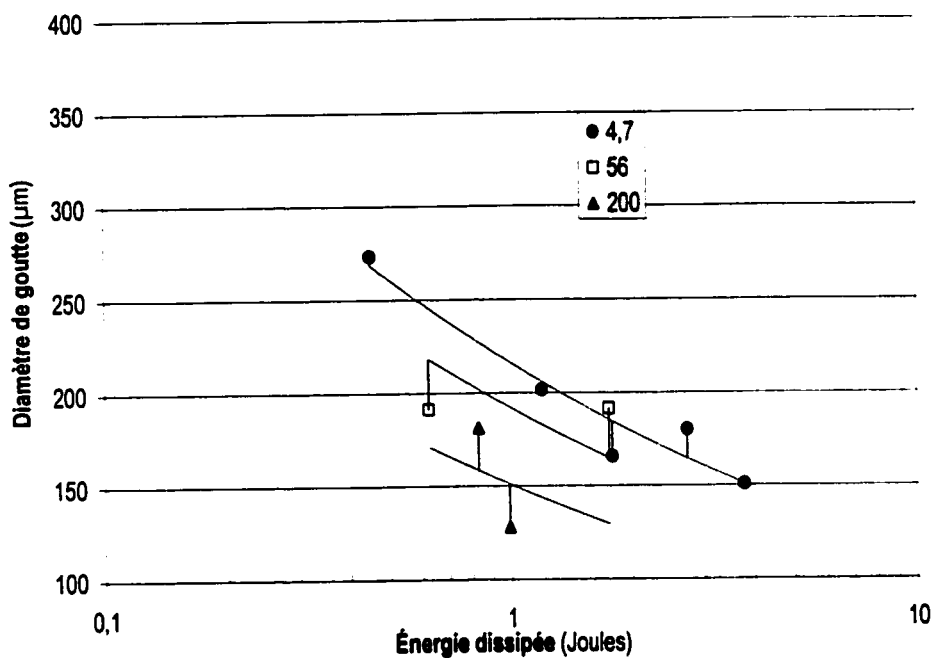


Figure 5-12 Diamètre des gouttes en fonction de l'énergie dissipée pour trois rapports de viscosité et $\phi = 15\%$.

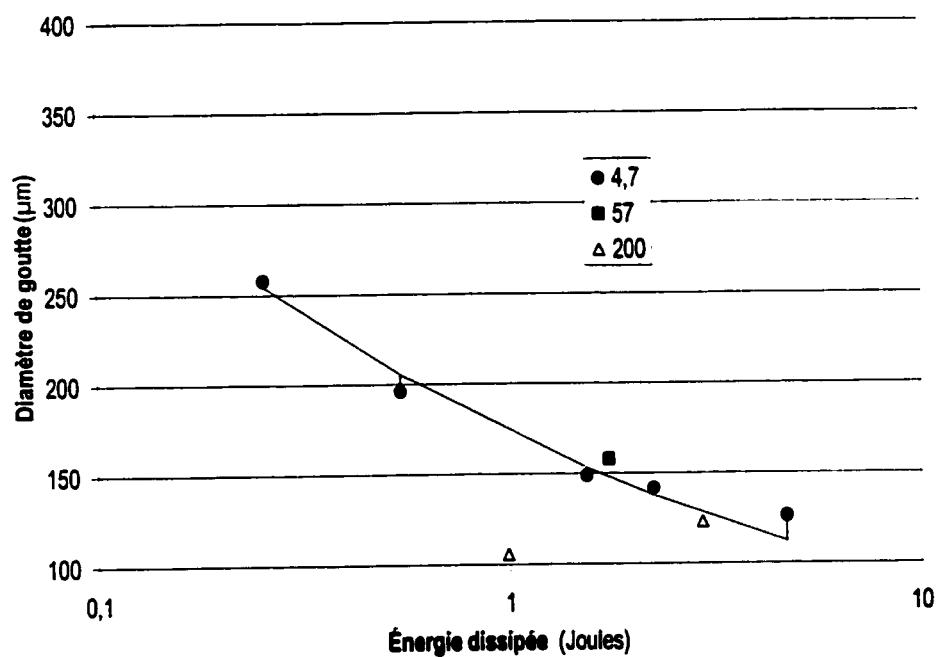


Figure 5-13 Diamètre des gouttes en fonction de l'énergie dissipée pour trois rapports de viscosité et $\phi = 5\%$.

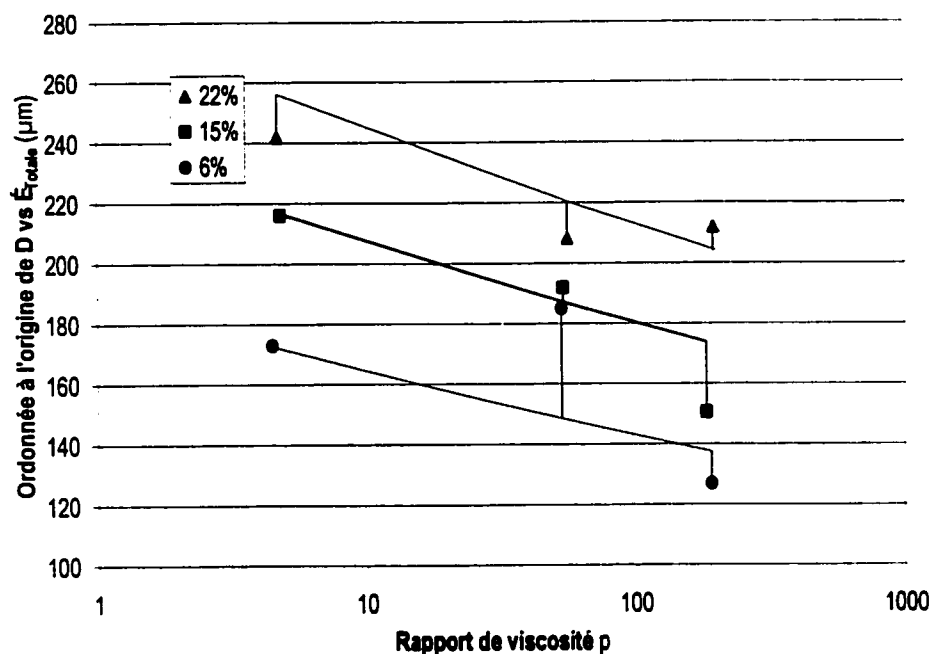


Figure 5-14 Compilation de l'effet du rapport de viscosité pour les différentes fractions volumiques utilisées.

La seconde remarque importante est l'obtention de diamètres plus petits avec l'augmentation du rapport de viscosité p . Des travaux sur l'étirement dans un écoulement chaotique d'une masse de fluide de haute viscosité dans une matrice de viscosité plus faible ont démontré que plus p est élevé, plus l'étirement avant la rupture sera important. Lors de la rupture, on obtient donc des gouttes résultantes de taille plus faible, pour des conditions comparables [Tjahjadi et al, 1991].

L'observation faite au sujet du comportement de la perte de charge lors de mise en route de l'injection de phase dispersée vient aussi appuyer cette dernière remarque. Bien qu'il ne démontre pas pourquoi il y a génération de gouttes de taille plus faible, le temps requis pour l'obtention d'une perte de charge stabilisée requerrait toujours une période plus longue avec l'augmentation du rapport p . On peut comparer cette durée à une déformation

plus longue à effectuer ou, à tout le moins, à un temps nécessaire à l'établissement d'une déformation stable dans le mélangeur plus long à mesure que le rapport p augmente.

5.2.1.3 Effet de l'énergie dissipée

Cette sous-section vise à valider les résultats obtenus jusqu'ici en rassemblant sur une seule courbe, fonction de l'énergie dissipée dans le mélangeur, tous les diamètres mesurés. Ce travail peut être accompli par l'utilisation de la Figure 5-10 et de la Figure 5-14. Il devrait être possible de rassembler sur une seule courbe tous les diamètres mesurés en se donnant des conditions de référence par rapport à ϕ et p . Puisque toutes les valeurs répondent à une variation de l'énergie dissipée dans le mélangeur, on devrait pouvoir l'utiliser pour regrouper les résultats. Il suffit de corriger le diamètre mesuré expérimentalement suivant les variations déjà présentées. Le Tableau 5-6 reprend les variations obtenues en fonction des divers paramètres et montre, sous forme explicite, avec quelles valeurs s'effectue le calcul du diamètre corrigé. C'est ce diamètre expérimental corrigé qui est montré sur la Figure 5-15. Les conditions de référence emploient un rapport de viscosité de 100 et une fraction volumique de 15% en phase dispersée. Une enveloppe de $\pm 10\%$ autour des points expérimentaux a été ajoutée.

Tableau 5-6 Sommaire de l'effet obtenu pour des variations de rapport de viscosité et de fraction volumique.

	Variation	Correction du diamètre
Effet de ϕ	$e^{2.3\phi}$	$D_{ref} = D_{ini} * e^{2.3(\phi_{ref} - \phi_m)}$
Effet du rapport p	$p^{-0.063}$	$D_{ref} = D_{ini} \left(\frac{p_{ref}}{p_{ini}} \right)^{-0.06}$

Les corrections de diamètre montrées sur le tableau précédent semblent bien jouer leur rôle. En effet, les valeurs s'alignent de façon satisfaisante. Seuls quelques résultats s'écartent de l'ensemble, hors d'une enveloppe de $\pm 10\%$ de la valeur des diamètres obtenus. La seconde remarque est que le diamètre décroît avec une puissance $\frac{1}{4}$ de l'énergie dissipée dans le mélangeur.

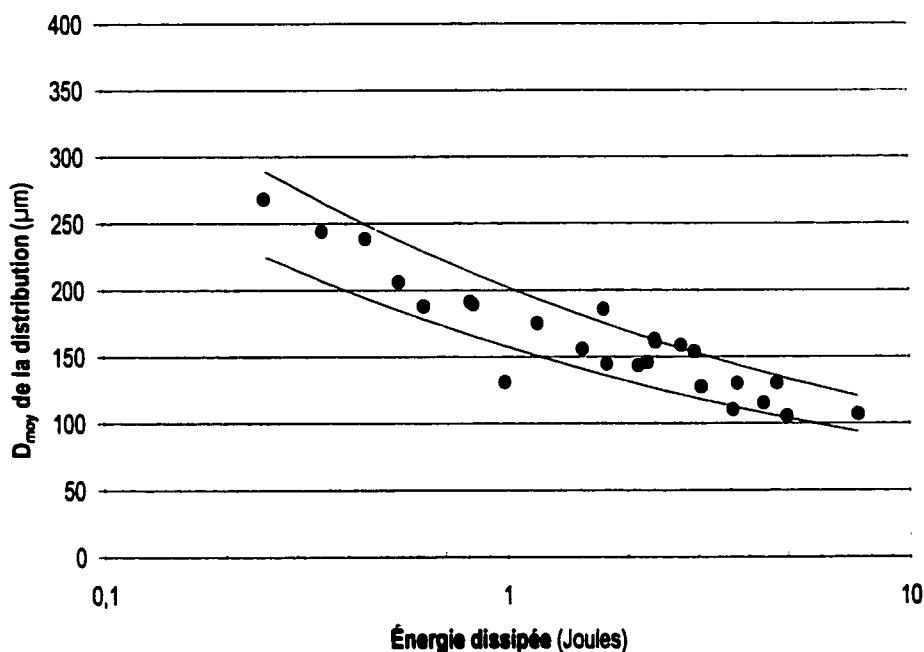


Figure 5-15 Courbe généralisée des tailles pour le mélangeur SMX avec $\rho_{ref}=100$ et $\phi_{ref}=15\%$.

La performance du mélangeur SMX de Sulzer est donc maintenant bien caractérisée. Il est possible de prédire avec une erreur raisonnable, la taille moyenne des gouttes obtenues en fonction de l'énergie dissipée dans le mélangeur en question. En voici les principales étapes :

1- Connaissance de la viscosité de la phase continue :

1.1- Si le fluide est newtonien, η_c est connue

- 1.2- Si le fluide est non newtonien, une relation Q vs ΔP permet de remonter à la viscosité de procédé tel qu'il l'a été montré.
2. Calcul de la perte de charge à partir de la viscosité et de la relation Ne vs Re propre au mélangeur.
3. Calcul de l'énergie dissipée avec la connaissance du débit, du volume du mélangeur et de la perte de charge.
4. Obtention du diamètre moyen pour le cas de référence et calcul du diamètre moyen pour les conditions réelles avec les équations fournies au Tableau 5-6.

On obtient ainsi le diamètre moyen de la dispersion qui sera produite dans des conditions différentes de celles expérimentées.

5.2.1.4 *Effet du temps*

Le calcul de la vitesse de cisaillement effective fait intervenir la corrélation du nombre capillaire en fonction du rapport de viscosité p (Équation 5-5 et Équation 5-6). Il faut ici se rappeler les conditions dans lesquelles elle a été établie : champ d'écoulement en élongation ou cisaillement simple constant engendrant des déformations d'équilibre maintenues jusqu'à rupture de la goutte étudiée. Un résultat parallèle à cette corrélation Ca vs p est une relation entre le temps mesuré, nommé « temps nécessaire à la rupture », et le rapport de viscosité. Les conditions les plus favorables de dispersion se retrouvent lorsque le procédé procure un temps de séjour supérieur au temps requis pour la rupture.

La Figure 5-16 présente les diamètres obtenus en fonction du rapport temps requis pour la rupture/temps de séjour. On y retrouve trois courbes. Elles combinent des fractions volumiques de 5 à 25% et des rapports de viscosité de 5 et 300. Les diamètres résultent de l'utilisation de divers débit bien sûr mais aussi de 6, 12 et 18 éléments mélangeurs. On y

remarque tout de suite la valeur très élevée du rapport $t_{\text{rupture}}/t_{\text{résidence}}$ avec une plage allant de 100 à près de 10 000. C'est donc dire que les conditions expérimentales utilisées sont extrêmement défavorables aux mélangeurs ne leur allouant qu'un centième ou moins du temps nécessaire à la rupture dans des conditions d'équilibre. Ce « manque de temps » doit donc être compensé par des contraintes bien au-dessus de celles normalement requises pour la rupture des gouttes dans des conditions d'équilibre.

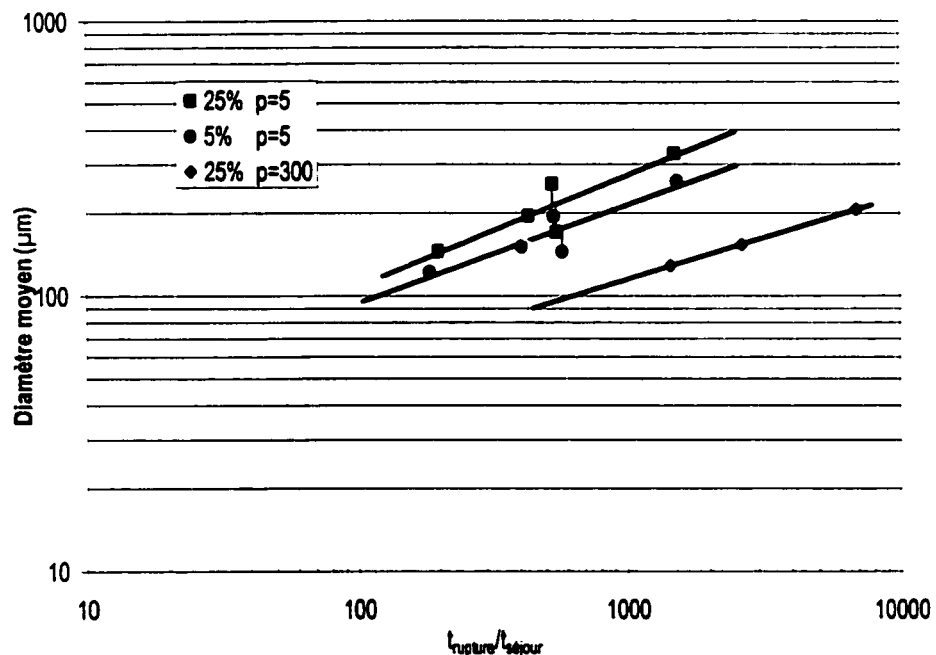


Figure 5-16 Effet du temps requis pour la rupture sur le diamètre moyen.

On a vu au chapitre 2 que Meijer et Jansen [1994] ont démontré l'effet de telles conditions de dispersion. Les gouttes résultant de conditions transitoires sont généralement plus petites que celles produites à l'équilibre mais la distribution de leur taille est plus large. Les courbes de la Figure 5-16 montrent toutes une augmentation du diamètre moyen avec la diminution du temps de séjour qui se traduit par l'augmentation de $t_{\text{rupture}}/t_{\text{résidence}}$. Elles ont une pente proche de 0,33. Une remarque importante doit toutefois être faite. En effet, il

est difficile, dans des conditions réalistes de procédé, d'arriver à diminuer le rapport des temps pour atteindre la valeur de 0,5 prônée par Grace [1982]. À cette valeur, il a démontré qu'un minimum de taille de goutte est atteint et considère ainsi ce point comme l'optimum des conditions à utiliser.

La difficulté d'abaisser le rapport des temps provient de sa relation directe au rapport de viscosité. En effet, la corrélation développée par Grace [1982] fait état d'une relation du temps réduit en puissance de p avec un exposant de 0,38. Le temps réel requis pour la rupture est ainsi une fonction de p , η_c , du diamètre de gouttes ou du jet à l'entrée et de la tension interfaciale. Le résultat de ce comportement est qu'une augmentation de viscosité de la phase continue, tel qu'il peut être tentant d'employer pour améliorer la taille des gouttes dispersées, n'entraîne pas une diminution aussi importante que celle à laquelle on peut s'attendre. La viscosité de la phase continue influe sur presque tous les facteurs de réduction de taille : énergie dissipée, rapport de viscosité, temps nécessaire à la rupture... La figure qui suit propose donc de comparer les effets de plusieurs facteurs avec lesquels on peut influencer sur la taille finale des gouttes de la dispersion.

Pour arriver au graphique des effets sur le diamètre moyen de la dispersion produite, on utilise les relations présentées plus haut pour l'énergie dissipée, le temps réduit pour la rupture, le temps de résidence moyen et l'expression du nombre capillaire. L'abscisse représente la variation du paramètre par rapport à un état de référence et l'ordonnée, le facteur résultant sur un diamètre de référence. Les variations considérées vont de 1/10 du paramètre à 10 fois celui-ci.

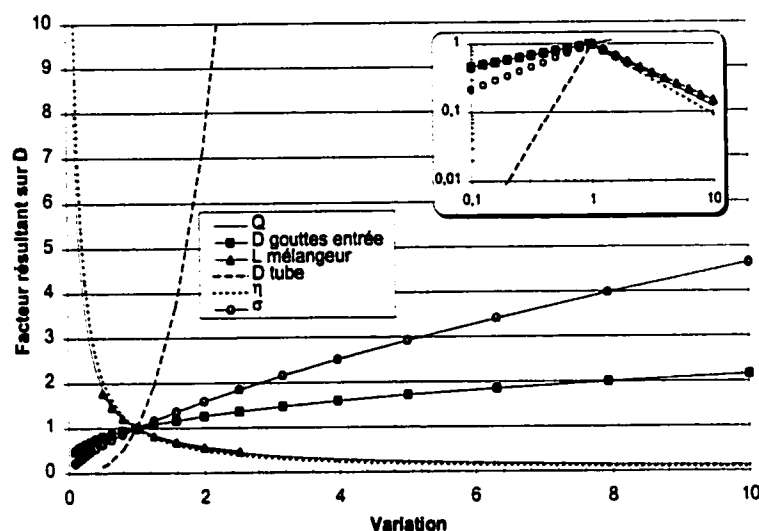


Figure 5-17 Effet de divers paramètres sur le diamètre résultant.

Un agrandissement de la plage d'ordonnée inférieure à 1,0 est mise en évidence dans le coin supérieur droit de la figure. C'est cette zone qu'il faut considérer pour espérer réduire la taille des gouttes. On y voit clairement qu'à tous autres facteurs constants, le diamètre du mélangeur doit être diminué au minimum bien qu'il entraîne en même temps une réduction du temps de séjour moyen qui à son tour influe directement sur le rapport $t_{rapport}/t_{résidence}$.

5.2.2 Vitesse de cisaillement effective avec $p > 1$

On reprend ici le même calcul qu'au paragraphe 5.1.2 avec la seule différence que le nombre capillaire critique est considéré constant et égal à 0,15 pour les valeurs de rapports de viscosités utilisés. On tient compte de la fonction $f(p)$ introduite par Taylor dans le calcul du nombre capillaire [Grace 1982]. Cette fonction prend des valeurs allant de 1 à 1,2 pour des valeurs de p comprises entre zéro et l'infini. Le résultat du calcul est montré sur Figure 5-18 et la relation correspondante s'écrit :

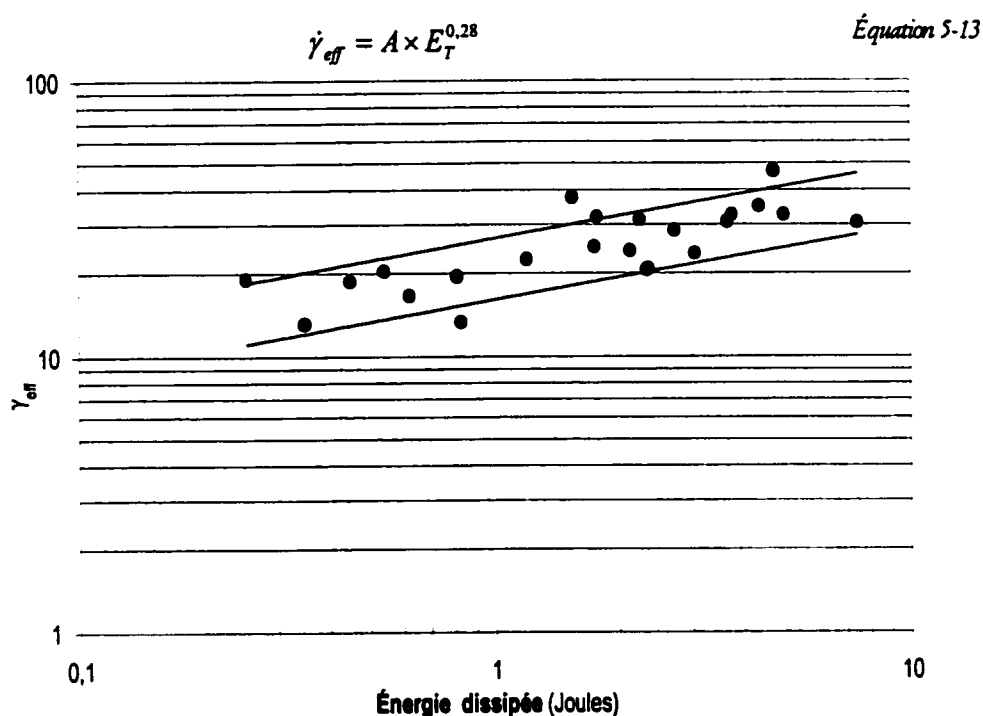


Figure 5-18 Vitesse de cisaillement effective obtenue en dispersion de liquide.

Une enveloppe a été ajoutée aux points expérimentaux dans le but de montrer l'écart qui les sépare. Pour ce cas, les courbes de l'enveloppe se situent à $\pm 25\%$. Les points expérimentaux montrés regroupent plus de trente essais individuels avec des rapports de viscosité couvrant trois ordres de grandeur, une large plage de fraction volumique, un nombre d'éléments mélangeurs allant de 6 à 18 et enfin, une gamme de débits variant par un facteur de 10.

La seconde observation à propos de la Figure 5-18 porte sur la variation de la vitesse de cisaillement elle-même. Les courbes formant l'enveloppe ont un exposant de 0,28 ou légèrement supérieur au 0,25 de la variation du diamètre moyen avec l'énergie dissipée (Figure 5-15). Il n'y a pas réellement de surprise puisque le nombre capillaire critique est

considéré constant, que la viscosité varie peu entre les expériences et que la tension interfaciale entre les fluides est aussi considérée constante. Il fallait donc retrouver l'exposant 0,25 ou une valeur proche car le seul facteur pouvant influencer sur sa valeur est ici la fonction $f(p)$ qui a ses plus fortes variations justement pour la gamme de rapports de viscosités utilisés ici.

5.2.3 Comparaison avec un mélangeur Kenics

Cette section vise à comparer les mélangeurs Kenics et SMX. Deux bases de comparaison sont utilisées soit la vitesse de cisaillement effective et la réduction de taille engendrée par chaque élément. La référence utilisée est l'énergie totale dissipée dans les éléments plutôt que la vitesse de cisaillement à la paroi comme l'a utilisée Grace [1982] dans la présentation de ses résultats. Nous ferons usage des quelques graphiques qu'il a présenté et où il est possible de remonter à des grandeurs qui semblent plus adaptées.

La Figure 5-19 montre les vitesses de cisaillement effectives obtenues pour les SMX par l'utilisation d'un nombre capillaire constant de 0,15, tel qu'il a été démontré dans ces conditions [Bentley et Leal, 1986]. Les courbes présentées pour le SMX ont été décalées vers les valeurs inférieures de w/D_i pour convenir aux données expérimentales du mélangeur Kenics. La plage réelle d'expérimentation pour les SMX est aussi montrée sur la figure. Les deux courbes présentées pour respectivement 6 et 18 éléments SMX correspondent à une moyenne de tous les résultats obtenus pour ces nombres d'éléments tous rapports de viscosité et fractions volumiques confondues. L'effet de ces deux variables a déjà été démontré. Le but de la présente figure est tout simplement de montrer que le mélangeur SMX est bien plus efficace pour engendrer une dispersion lorsque le

rapport de viscosité est défavorable i.e. supérieur à 1,0. Ce résultat illustre donc les capacités de dispersion du SMX dans ces conditions, bien connues du milieu industriel. Sur la base de la vitesse de cisaillement à la paroi, un nombre proche d'éléments va engendrer au minimum des vitesses de cisaillement effectives d'au moins un ordre de grandeur supérieur.

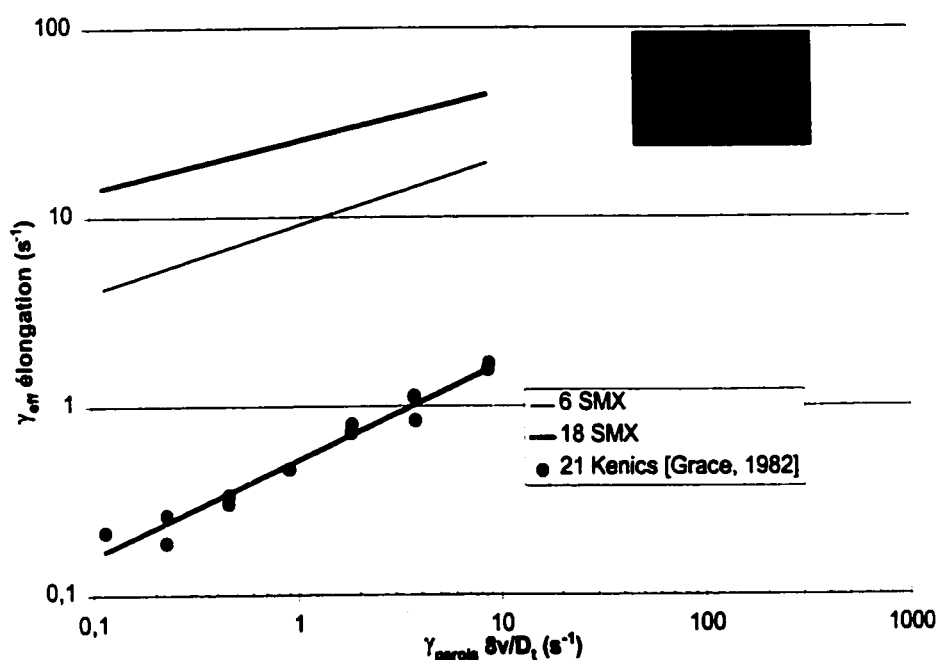


Figure 5-19 Comparaison des vitesses de cisaillement effectives des mélangeurs Kenics et SMX.

La Figure 5-20 reprend les valeurs de vitesses de cisaillement effective et les compare avec celle du Kenics mais cette fois en fonction de l'énergie totale dissipée. À partir des valeurs de perte de charge mesurées par Grace [1982], il est possible de calculer l'énergie dissipée dans les mélangeurs pour quelques-unes de ses expériences. Elles regroupent sept configurations de mélangeurs combinant de 21 à 63 éléments de deux diamètres différents, deux phases continues différentes et trois rapports de viscosité.

Le résultat de cette combinaison de mesures répond à la représentation suivant l'énergie totale dissipée. Les points sont regroupés autour d'une relation en puissance de l'énergie dissipée montrant un exposant de 0,3. Il s'agit ici pratiquement du même exposant que pour la relation obtenue avec les mélangeurs SMX. On constate toutefois que la vitesse de cisaillement effective est environ trente fois inférieure pour le mélangeur Kenics, à une même valeur de l'énergie dissipée.

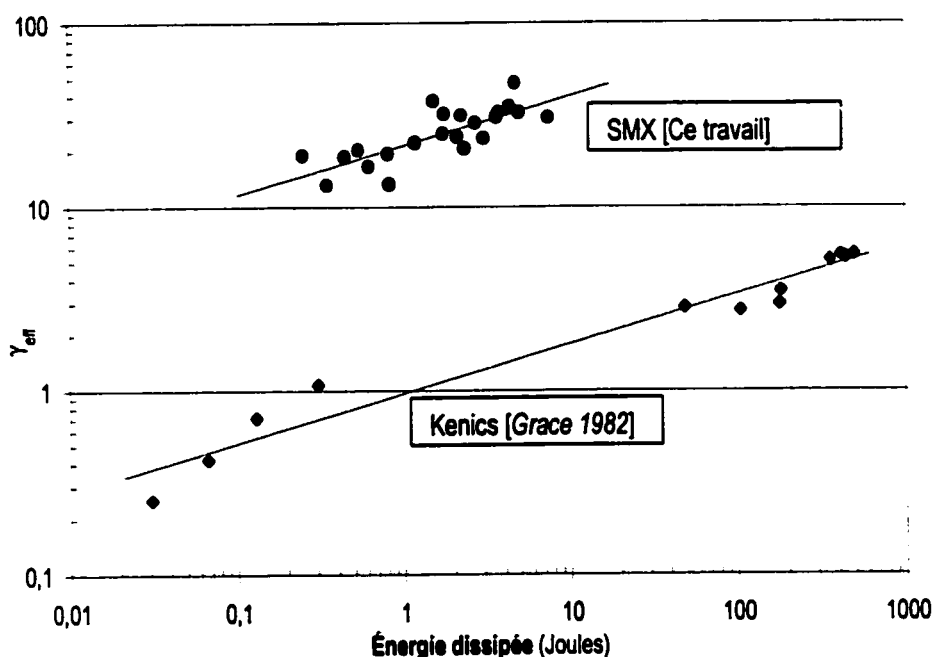


Figure 5-20 Comparaison des vitesses de cisaillement effectives du mélangeur Kenics et SMX sur la base de l'énergie dissipée.

Nous avons donc ici une seconde façon d'arriver à la taille moyenne d'une dispersion dans les mélangeurs. L'utilisation de la relation Ca vs p combinée à la figure précédente permet en effet d'obtenir une taille de goutte moyenne.

Par la même méthode que celle utilisée avec $p < 1$, la Figure 5-21 montre l'évolution du diamètre moyen en fonction du nombre d'éléments dans le mélangeur. La figure montre

aussi le résultat obtenu avec un mélangeur Kenics. Ces résultats sont repris de Grace [1982]. Le lissage des points expérimentaux est obtenu par la même équation que précédemment soit :

$$\frac{D}{D_{N_{\max}}} = C_1 + C_2 e^{-NC_3} \quad \text{Équation 5-14}$$

Les points expérimentaux obtenus avec les deux mélangeurs sont issus de conditions proches. Le rapport des viscosités est de 5 pour le SMX et 8 pour le Kenics. La fraction volumique est de 6% pour les deux cas. Le Tableau 5-7 reprend les valeurs des constantes ayant servi au lissage des points expérimentaux avec l'Équation 5-12.

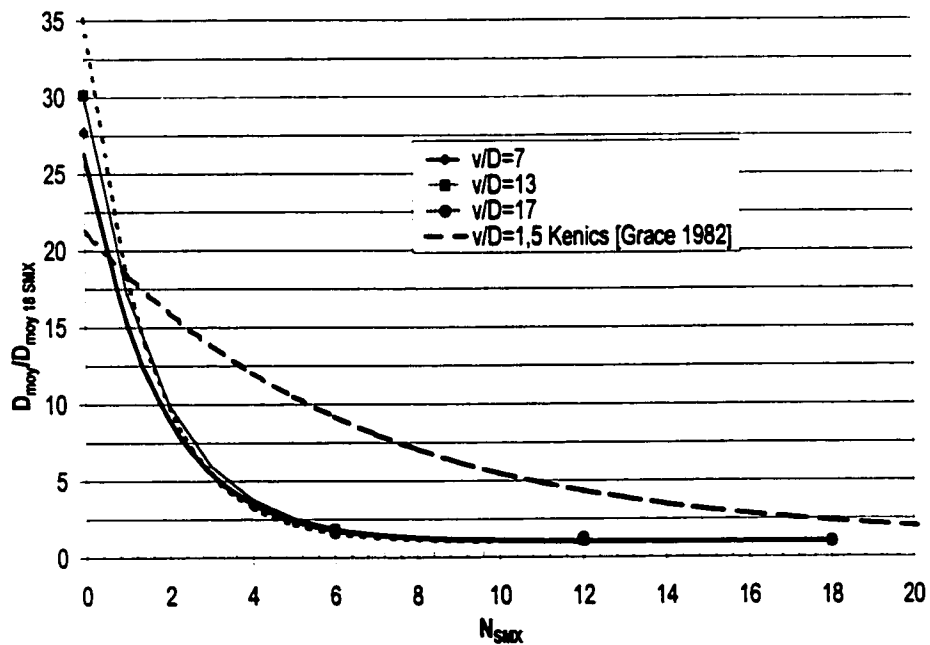


Figure 5-21 Effet du nombre d'éléments sur le diamètre moyen obtenu avec $\phi=5\%$ et $p=5$.

Pour le mélangeur SMX, la valeur du paramètre C_3 est identiquement la même que celle obtenue avec un rapport de viscosité inférieur à 1 soit 0,61. Pour le mélangeur Kenics, la valeur du paramètre est légèrement plus basse que celle obtenue avec $p < 1$ avec une valeur

de 0,16. Étant donnée la variabilité obtenue pour ce paramètre avec le mélangeur SMX, cet écart ne semble pas significatif. De plus, les données expérimentales fournies par Grace [1982] ne sont pas suffisantes pour vérifier une variation de la valeur du paramètre C_3 .

Tableau 5-7 Valeurs de constantes de l'Équation 5-14 pour les mélangeurs SMX et Kenics lorsque p est supérieur à 1.

	1	2	3	Grace 1982
	SMX	SMX	SMX	Kenics
v/D	7	13	17	1,5
C_1	1	1	1	1
C_2	25	29	34	30
C_3	0,58	0,59	0,68	0,16

Avec la représentation de l'Équation 5-14, quel que soit le rapport de viscosité, les résultats montrant l'évolution du diamètre moyen en fonction du nombre d'éléments mélangeurs sont les mêmes si l'on compare la valeur du paramètre C_3 . Ce paramètre a déjà été présenté comme une caractérisation de la géométrie des mélangeurs. Les résultats obtenus ici confirment cette propriété et ce paramètre peut ainsi être perçu comme une mesure de l'efficacité du mélangeur à réduire la taille des bulles ou gouttes qui le traversent.

Finalement, Rauline [Rauline et al. 1999] a démontré par le biais de simulations que le nombre d'éléments Kenics doit être de deux à trois fois supérieur au nombre d'éléments SMX pour procurer le même niveau de mélange. Il tient compte de la difficulté de la tâche de mélange à accomplir en combinant des critères de mélange dispersif et distributif simultanément. Les résultats expérimentaux présentés ici vont donc dans le même sens que ceux de Rauline. La valeur de la constante C_3 obtenue pour le SMX (Équation 5-14) est en effet trois fois supérieure à celle du Kenics (0,6 contre 0,2 pour le Kenics). On se

rappellera que C_3 a été présentée comme une constante de vitesse de la cinétique de réduction de taille engendrée par chaque élément.

CHAPITRE 6

DISPERSION DE PIGMENTS AVEC UN MÉLANGEUR SMX

Ce chapitre vise à démontrer la faisabilité d'incorporer des pigments dans une phase aqueuse par le biais d'un mélangeur statique. Cette opération intervient notamment dans la préparation des sauces de couchage utilisées en traitement de surface du papier pour améliorer ses propriétés et augmenter sa valeur. La mesure du degré de dispersion est faite à l'aide d'une sonde laser dont le fonctionnement est décrit au Chapitre 3. La première partie de ce chapitre montre l'effet des paramètres de réglage de la sonde sur les mesures obtenues avec les dispersions. Par la suite, des résultats obtenus avec des micro billes sont comparés aux références du fabricant. Enfin, la faisabilité de préparer des dispersions à fortes concentrations de solides dans un mélangeur SMX sera abordée.

6.1 RÉGLAGE DE LA SONDE

La difficulté d'interprétation des résultats fournis par la sonde laser a été discutée au Chapitre 3. On obtient en effet des longueurs de cordes et non des tailles absolues. La vitesse de passage des particules devant la sonde constitue le premier de deux paramètres pouvant influencer la qualité des mesures obtenues. Le second est la distance du point focal.

Dans la zone de mesure, le fabricant recommande une vitesse de déplacement des particules en tout temps inférieure à 2 m/s. Une première étape consiste donc à vérifier cette invariabilité pour les conditions de nos expériences. Les mesures sont faites dans un réservoir (Bécher de 500 ml) muni d'un agitateur central (Figure 6-1). Ce dernier comporte quatre pales inclinées positionnées à 90° l'une de l'autre et son diamètre est de 0,05 m. La phase continue est de la glycérine transparente d'une viscosité de 0,8 Pa-s. L'extrémité de la sonde se trouve directement au-dessus des pales de l'agitateur. L'écoulement de fluide induit par le mouvement de la turbine le mène à l'extrémité de la sonde immédiatement après avoir quitté les pales inclinées. Des billes de verre sont utilisées comme particules solides et leur taille moyenne est de 630 μm .

On a testé trois vitesses de rotation permettant de couvrir les vitesses linéaires rencontrées dans la conduite. Celles-ci vont de 0,1 à 0,45 m/s. On compare ces vitesses à celles obtenues en bout de pales de l'agitateur pour des vitesses de rotation allant de 500 à 1500 tr/min. La Figure 6-2 montre le résultat obtenu sur les distributions. Il ne se dégage pas de déviation entre les différentes conditions. Les courbes se superposent toutes sauf pour les très petites tailles où la distribution obtenue avec la vitesse d'agitation de 1000 tr/min ou 0,3 m/s est légèrement plus basse. Cette déviation peut provenir d'air incorporé au cours des tests, de particules de poussières ou de fragments de billes issus de collisions. Les billes utilisées ayant un diamètre moyen de 630 μm , une variation dans la mesure des cordes sur la plage des tailles inférieures à 10 μm n'est pas représentatif. Les tailles moyennes de chaque distribution ont toutes la même valeur à $43 \pm 1 \mu\text{m}$. Le léger décalage observé n'a donc pas d'effet marqué sur les résultats.

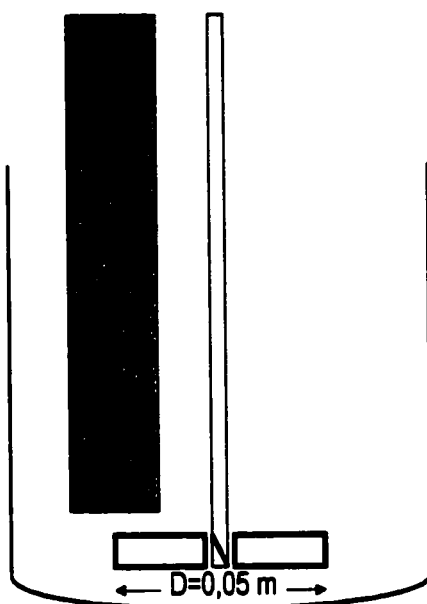


Figure 6-1 Montage utilisé pour l'étude des paramètres de réglage de la sonde.

Le second paramètre pouvant constituer une source d'erreur sur les mesures est la distance du point focal. Suivant les recommandations du fabricant de la sonde laser, il est fortement conseillé de tester l'effet de la position du point focal avant une expérience. Le but est d'assurer un maximum de sensibilité des mesures dans la gamme des tailles à mesurer. On peut déplacer la position du point focal de $200\text{ }\mu\text{m}$ dans le saphir fermant l'extrémité de la sonde jusqu'à $1000\text{ }\mu\text{m}$ de sa surface extérieure. Suivant ce que préconise le fabricant, on minimise le comptage de cordes parasites en réglant le point focal près de la surface du saphir, légèrement à l'intérieur de celui-ci. L'intensité maximale du laser se trouve alors dans une zone où il n'y a pas de particules. La Figure 6-3 présente les distributions obtenues avec trois distances focales en utilisant le montage déjà décrit de la Figure 6-1.

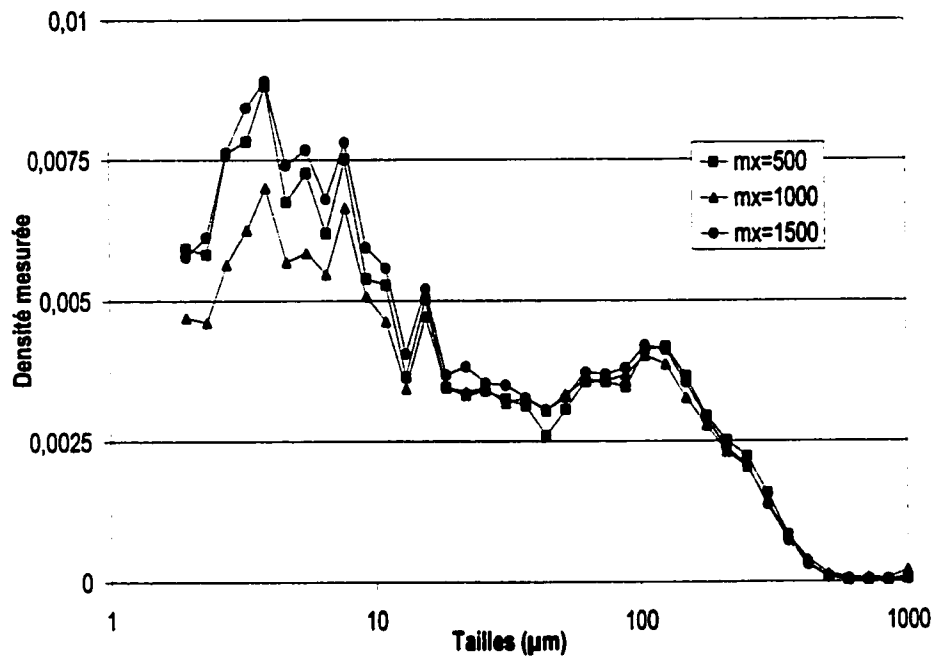


Figure 6-2 Effet de la vitesse de déplacement des particules devant la sonde sur les distributions de tailles obtenues.

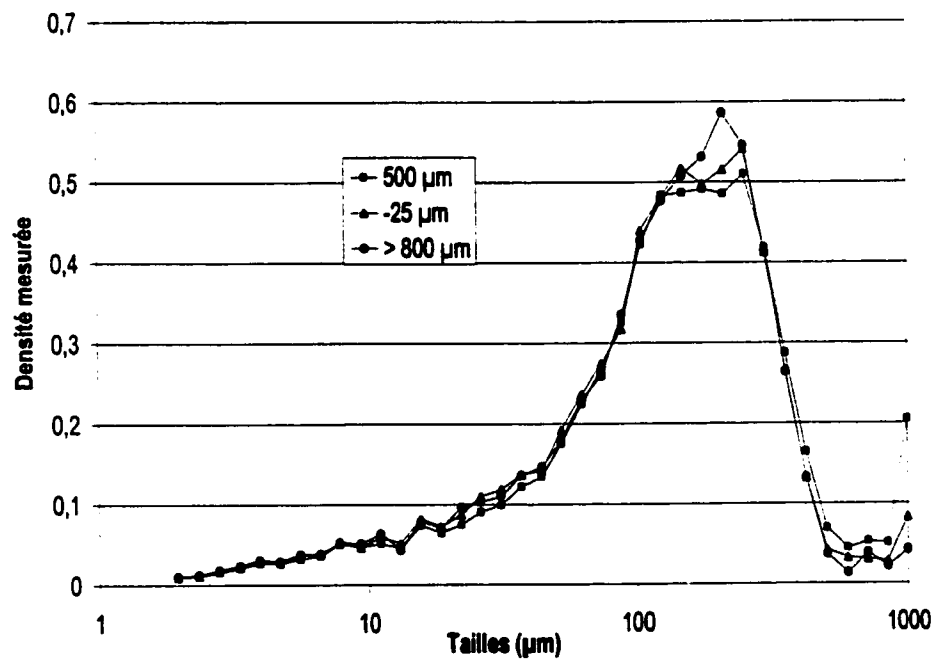


Figure 6-3 Effet de la distance du point focal sur les distributions de tailles obtenues avec des billes de taille identique.

Le point focal a été déplacé de l'intérieur du saphir ($-25\text{ }\mu\text{m}$) jusqu'à la distance maximale possible ($>800\text{ }\mu\text{m}$) tout en prenant une mesure à une valeur intermédiaire ($500\text{ }\mu\text{m}$). Les billes utilisées sont faites de polystyrène et ont une taille moyenne égale à $210\text{ }\mu\text{m}$. La vitesse de l'agitateur a été gardé constante à 500 tr/min . Après inspection de la Figure 6-3, aucun effet de la position du point focal sur les distributions ne peut être constaté pour des billes de cette taille.

Dans un but comparatif, la Figure 6-4 montre le résultat de mesures fournies par la sonde pour des billes transparentes de tailles allant de 200 à $800\text{ }\mu\text{m}$. Le montage est le même que celui de la Figure 6-1. La vitesse de rotation de l'agitateur est gardée constante à 500 tr/min . Dans tous les cas, la phase continue utilisée est de la glycérine diluée, incolore et dont la viscosité est de $0,8\text{ Pa}\cdot\text{s}$. Les distributions brutes, telles que fournies par la sonde, ont exactement la même forme que celles fournies par le fabricant pour des particules sphériques dont la taille suit une distribution de loi normale (Figure 6-5).

Les distributions présentées à la Figure 6-6 sont générées après avoir filtré les longueurs initiales par la taille de l'intervalle au carré. On ajoute ainsi plus de sensibilité dans les catégories de tailles élevées de la distribution. De plus, la mesure des tailles à partir d'image telle que celle utilisée au Chapitre 5 est basée sur des mesures d'aires compatibles avec une dimension au carré. C'est cette méthode qui a été utilisée ici pour obtenir les tailles moyennes des billes. Les trois courbes montrent de façon plus claire les différences de dimension des billes employées.

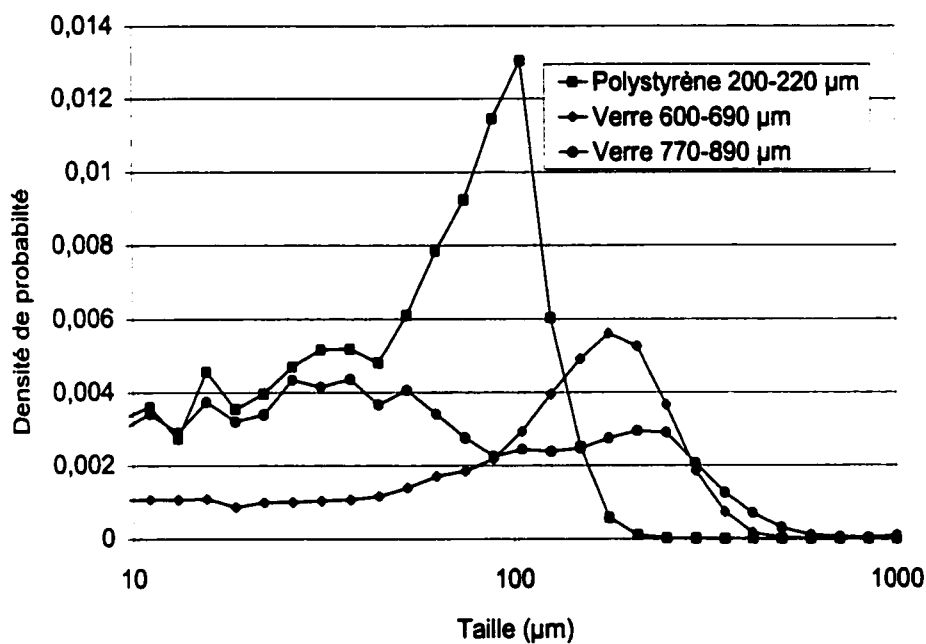


Figure 6-4 Distributions de tailles brutes obtenues pour trois diamètres de billes différents.

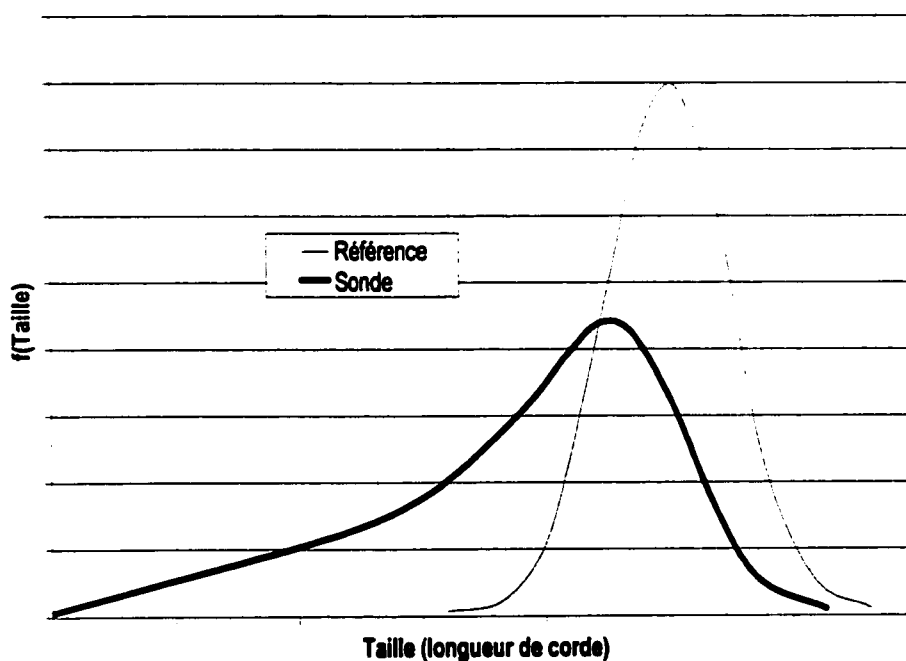


Figure 6-5 Distribution des longueurs de cordes obtenue pour des particules sphériques dont la taille répond à une distribution normale [Lasentec Inc 1995].

La moyenne calculée de chacune des distributions montre une valeur reliée à la taille moyenne réelle des billes employées. Les valeurs obtenues sont présentées au Tableau 6-1. On y retrouve le type de billes, leur taille réelle mesurée à partir d'images et la taille obtenue avec la sonde de même que le rapport entre les deux. Les valeurs obtenues sont en accord avec ce que préconise le fabricant de la sonde pour des billes de taille monodisperse. En effet, le rapport entre la taille réelle et celle pondérée au carrée est de 2,2 [Lasentec 1995].

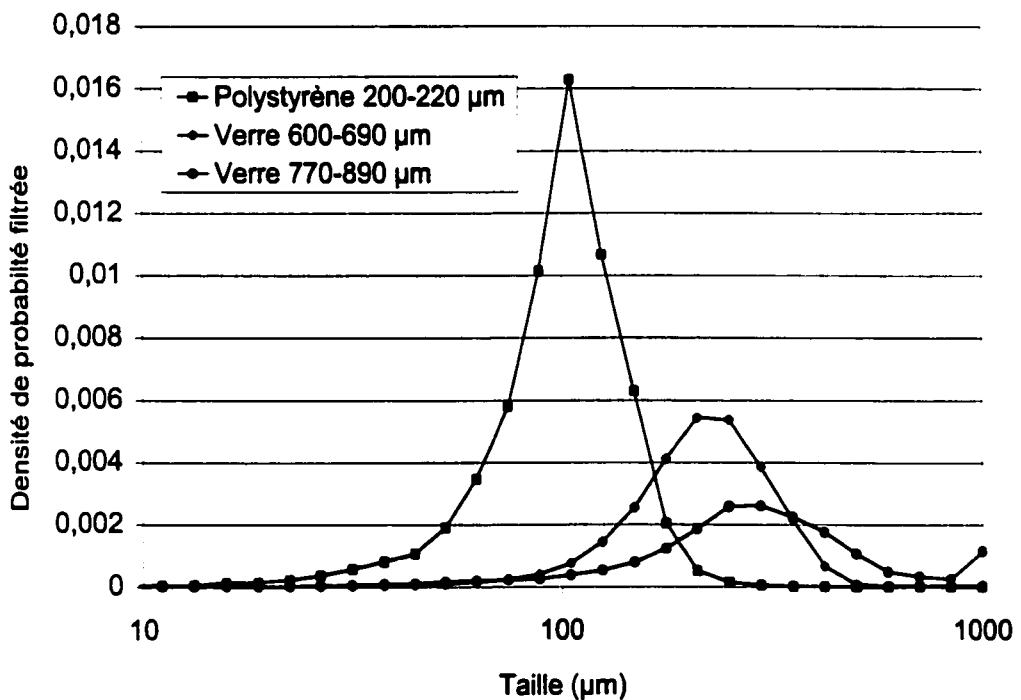


Figure 6-6 Distributions de tailles filtrées obtenues avec la sonde laser pour trois tailles de billes différentes.

Les deux paramètres étudiés ici ne montrent donc pas d'influence marquée sur les résultats de taille fournis par la sonde. En effet, les distributions qui viennent d'être présentées n'ont pas révélé de variations mesurables dans la performance de la sonde en fonction des paramètres - distance du point focal et vitesse de passage des particules dans la zone de

mesure. Nos expériences de dispersion ont donc été faites avec le point focal placé légèrement dans le saphir à $-20\text{ }\mu\text{m}$. Ce choix a été fait sur les recommandations du fabricant de la sonde car cette distance aurait montré les meilleures performances avec des dispersions de petites particules. La sonde est insérée dans la conduite suivant ce qui a été montré au chapitre 3 afin d'assurer un écoulement stable et constant dans la zone de mesure. De plus, les vitesses de passage devant la sonde sont toujours inférieures à celles employées pour obtenir les courbes de la Figure 6-2.

Tableau 6-1 Résumé des tailles obtenues pour trois tailles de billes et deux méthodes de mesures.

Billes utilisées	Taille réelle	Taille mesurée	Taille réelle/Taille mesurée
Polystyrène 200-220 μm	215	103	2,08
Verre 600-690 μm	650	227	2,86
Verre 770-890 μm	790	340	2,32

6.2 RÉSULTATS DE DISPERSION

Lors de la préparation de suspensions à haute teneur en solides, la difficulté provient de la formation d'agrégats. Le mélangeur utilisé doit pouvoir détruire ces structures favorisant ainsi le mouillage par l'eau du plus grand nombre de particules possible. Le mélangeur doit aussi permettre la répartition uniforme des particules dans tout le volume traité. L'équipement de ce type de procédé doit donc induire à la fois un mélange dispersif et distributif. Cette remarque est valable pour tout type de mélangeur employé dans ce procédé. Le Chapitre 4 a permis de démontrer les bonnes capacités d'uniformisation du SMX à travers la DTS et la DLP qu'il engendre. Rauline [1995] avait aussi démontré cette capacité par d'autres moyens. Ce paragraphe vise à démontrer expérimentalement que le

SMX peut engendrer une réduction de taille suffisante pour permettre son utilisation industrielle dans un procédé d'incorporation de particules fines dans de l'eau.

Les résultats de cette section se fondent essentiellement sur deux mesures : la perte de charge et la longueur moyenne des cordes au cours des expériences. La première permet de calculer la viscosité de procédé aux diverses concentrations et la seconde, de connaître le temps nécessaire à l'atteinte de la taille minimale des particules dans les conditions employées. C'est dans cet ordre qu'ils sont présentés ici.

Pour toutes les expériences visant à connaître le temps nécessaire à l'atteinte d'une taille minimum, le débit est gardé constant à 500 l/h. Il engendre alors une vitesse de cisaillement proche de 2000 s^{-1} . Cette valeur est calculée avec le K , et le rapport v/D_t utilisé expérimentalement. Le mélangeur compte 18 éléments. Depuis la sortie des éléments, le fluide est retourné à la cuve d'alimentation. Les pigments sont ajoutés manuellement, en continu, à la surface de la suspension dans le réservoir d'alimentation. Ils sont utilisés tels qu'ils sont fournis industriellement sous forme d'agglomérats friables dont la taille peut atteindre 0,01 m. Aucun agent dispersant n'est utilisé comme on le fait généralement dans le milieu papetier. Il en résulte une viscosité plus élevée à une même concentration et rend favorable la transmission des contraintes menant les agglomérats à la rupture.

Au débit choisi, le temps nécessaire pour traiter tout le fluide est d'un peu moins de cinq minutes. Il est ainsi possible d'ajouter toutes les quantités de CaCO_3 précipité avant que tout le volume ait été traité. À ce débit, des essais préliminaires ont démontré une bonne capacité de réduction de taille à faible teneur en solides de même qu'une pression de

refoulement de la pompe acceptable pour le montage lorsque le teneur passe au-dessus des 20%.

On utilise les résultats de Li [Li *et al* 1997] pour le calcul du nombre de Reynolds à partir du facteur de frottement :

$$\begin{aligned} Ne * Re &= 876 & Re < 15 \\ Ne &= 1,9 + \frac{524}{Re^{0,8}} & Re \geq 15 \end{aligned} \quad \text{Équation 6-1}$$

La Figure 6-7 rassemble les résultats du calcul de la viscosité de procédé pour sept expériences différentes. Les concentrations montrées vont de 40 à 50% en solides et sont présentées en fonction de la vitesse de cisaillement apparente $K, v/D_r$. À cette valeur de débit, les plus faibles concentrations ayant révélé des nombres de Reynolds bien supérieurs à 100, elles sont volontairement laissées de côté sur ce graphique. On peut tout de suite voir que la viscosité à 40% est près de trois fois inférieure à celle obtenue à 50%. De plus, les viscosités s'alignent sur des droites de pente -0,7 révélant ainsi une viscosité répondant à une loi de puissance. L'indice d'écoulement n correspondant est de 0,3. La dispersion présente un caractère rhéofluidifiant important suivant ce qui est généralement observé pour des suspensions de particules fines [Barnes et Holbrook, 1993].

La Figure 6-8 présente la viscosité calculée aux différentes concentrations testées. Sans que les résultats obtenus à faibles teneurs en solides soient considérés comme des valeurs précises, on peut très nettement voir l'augmentation exponentielle de viscosité à partir de 40% en solides. Ce comportement peut être source de problèmes et même de risques importants. Les conditions explorées ici ne permettent pas de prédire la valeur de la viscosité obtenue à des concentrations supérieures à 52% en solides.

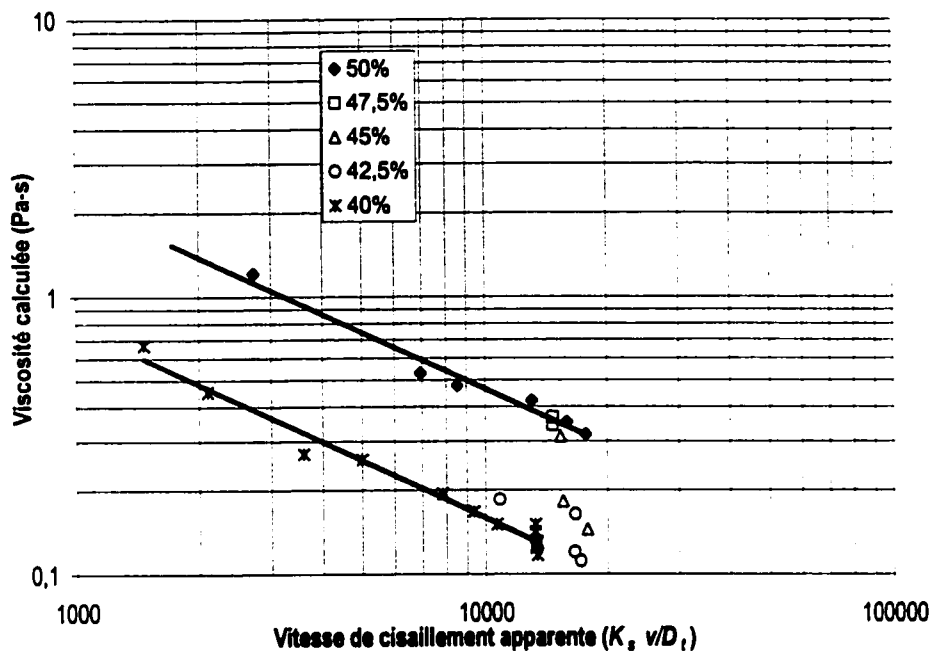


Figure 6-7 Viscosité de procédé à différentes concentrations de pigments.

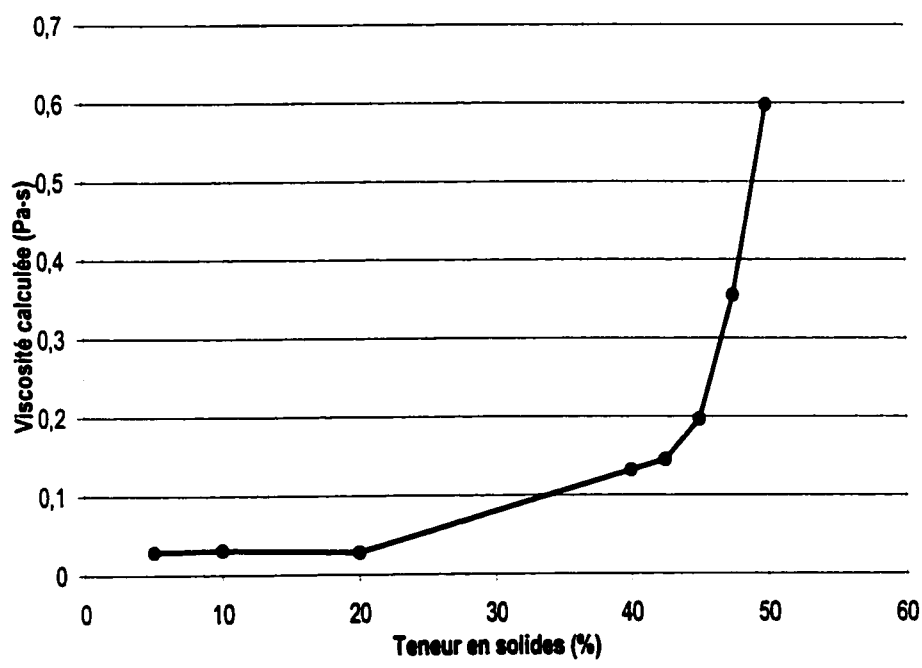


Figure 6-8 Viscosité en fonction de la teneur en solides de la suspension.

Il a été observé que les capteurs de pression semblaient être victimes du colmatage partiel de la cavité au fond de laquelle ils sont situés. Rappelons ici que les capteurs sont tangents à la paroi intérieure de la conduite. Leur circonférence se trouve donc en retrait par rapport à l'écoulement. Pour des fluides ne présentant pas de caractère élastique ou colmatant, cette disposition n'engendre pas d'erreur ou de problème. Lors du démontage des capteurs après l'expérimentation, des pigments obstruaient une large portion du diaphragme des capteurs. Les mesures de pression faites à des concentrations supérieures à 50% n'ont d'ailleurs montré que de faibles variations malgré des changements importants dans la valeur du débit. Les résultats de viscosité montrés ici doivent donc être pris uniquement comme des tendances.

On a vu au chapitre 3 que la sonde laser fournit une distribution des longueurs de cordes en temps réel. Lors de l'ajout de particules solides, la sonde mesure une variation importante des tailles. Cette variation se reflète sur la longueur moyenne des cordes qui augmente brutalement, oscille puis redescend graduellement à une valeur d'équilibre. La taille moyenne seule est difficile à utiliser. On utilise plutôt les variations de la moyenne Δ pour chaque valeur de temps i :

$$\Delta_i = \frac{\sum_{t_1-20}^i L_{\text{moy}}(t_i) - \sum_{t_1}^{i+20} L_{\text{moy}}(t_i)}{2 \sum_{t_1-20}^{i+20} L_{\text{moy}}(t_i)} \quad \text{Équation 6-2}$$

On fait ainsi la différence entre les 20 valeurs avant le temps de la mesure et les 20 suivantes. On divise par la valeur de référence. La Figure 6-9 montre le résultat du calcul pour quatre teneurs en solides. Les courbes sont nettes et généralement assez lisses. Les

concentrations les plus élevées exigent les temps les plus courts pour l'atteinte d'une valeur d'équilibre. Cette information permet de remonter par calculs au nombre de mélangeurs nécessaires à l'atteinte de la taille minimale en fonction de la concentration.

Le temps nécessaire au rétablissement d'une valeur de taille d'équilibre diminue donc avec la concentration en solides. La Figure 6-10 rassemble les temps pour deux séries d'expériences différentes et toutes les concentrations testées. Une première série de mesures a été faite de 0 à 45% en solides (■), par incréments de concentration. La seconde a consisté à rapidement atteindre 40% en solides puis à progresser par petits incréments jusqu'à la valeur maximale possible (●). Un bris mécanique a forcé l'arrêt à 55%. À cette valeur de concentration, aucune variation n'était plus visible sur la taille moyenne à la sortie des mélangeurs. Suivant cette constatation, le travail de réduction de taille était complètement effectué après un seul passage dans la série de 18 éléments.

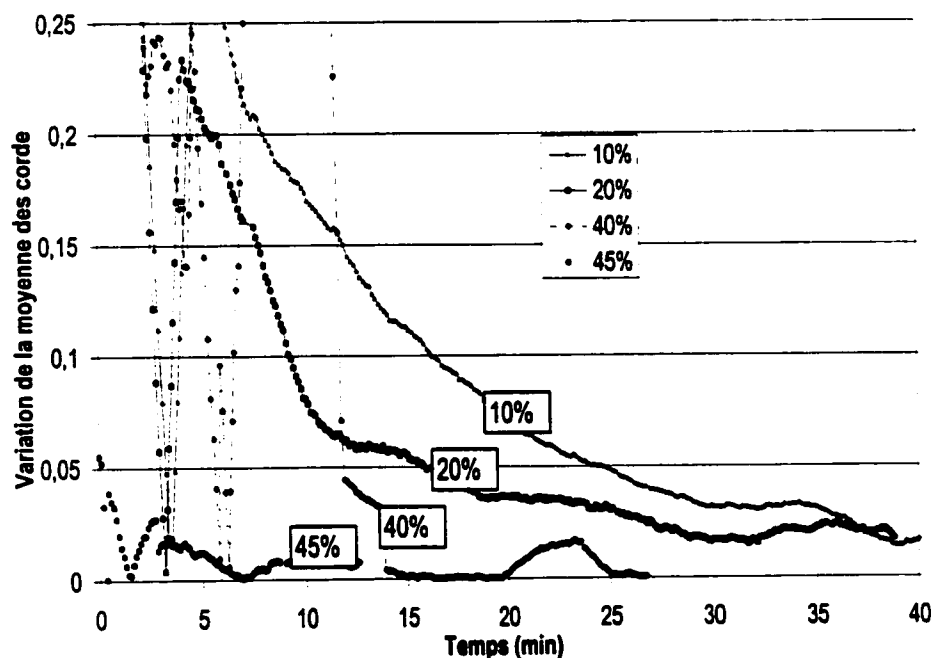


Figure 6-9

Variation de la longueur moyenne de cordes en fonction du temps.

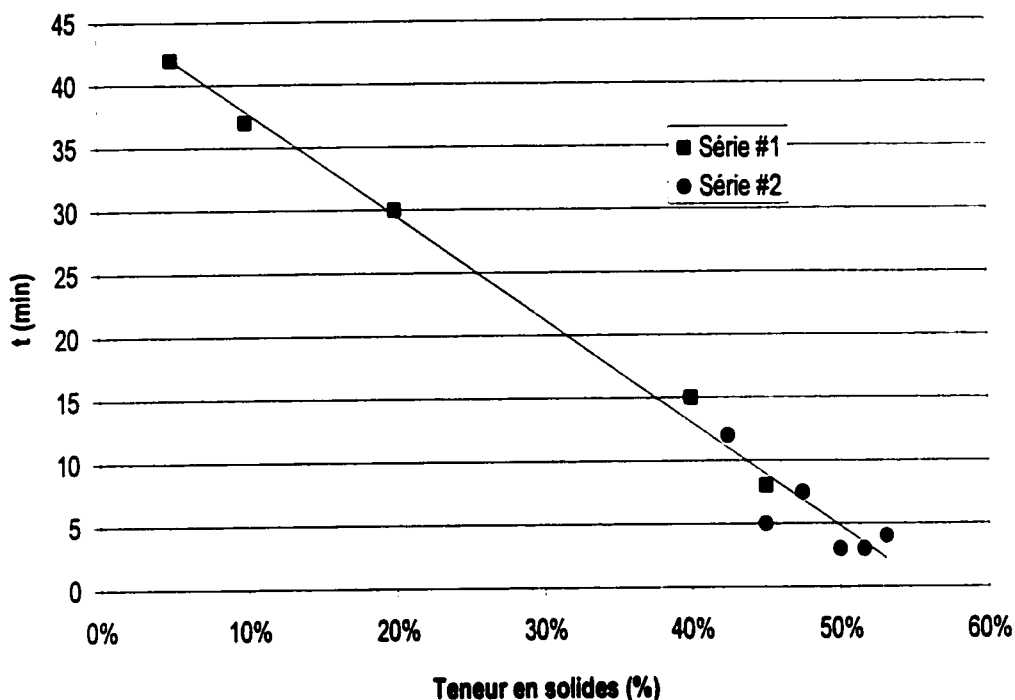


Figure 6-10 Temps requis pour l'atteinte de la taille d'équilibre en fonction de la teneur en solides de la suspension.

Le calcul du nombre de mélangeurs nécessaires à l'atteinte de la taille d'équilibre utilise le débit et le volume connus de dispersion traitée pour connaître le temps nécessaire à un cycle réservoir - mélangeurs - réservoir. En comparant ce temps et celui nécessaire à l'atteinte de la taille d'équilibre, on obtient le nombre de passages théoriques dans la section de mélange. Il suffit alors de multiplier par le nombre de mélangeurs utilisés pour obtenir le nombre équivalent d'éléments nécessaires à l'obtention de la taille d'équilibre.

$$N_{SMX} = \frac{t_{\text{équilibre}}}{\left(\frac{V_{\text{suspension}}(t)}{Q} \right)} \times 18 \quad \text{Équation 6-3}$$

C'est le résultat de ce calcul qu'expose le graphique de la Figure 6-11.

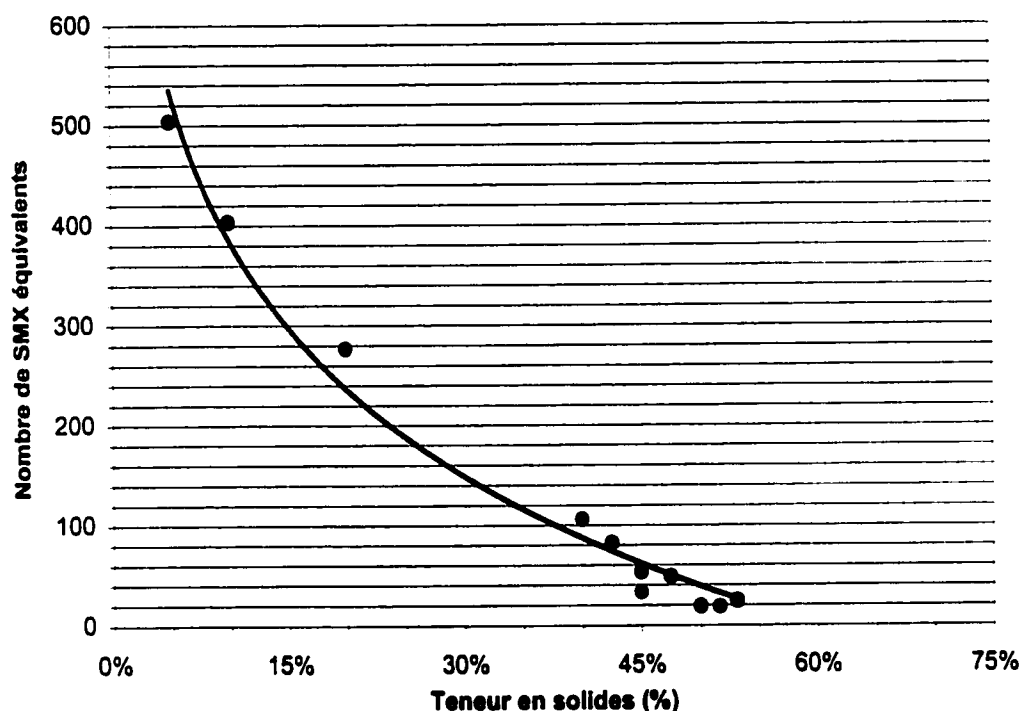


Figure 6-11 Nombre de SMX nécessaires à la réduction de taille en fonction de la teneur en solides.

Une inspection étroite de la zone supérieure à 50% en solides montre bien que le nombre de mélangeurs est alors inférieur à 20 et qu'il devient impossible pour la sonde de capter une variation dans la taille des particules puisqu'elle a déjà été ramenée à la valeur d'équilibre.

La viscosité des suspensions de pigments augmente rapidement dans les concentrations supérieures à 40%. Cette particularité, combinée à un nombre de mélangeurs suffisant, rend possible l'utilisation des mélangeurs SMX dans un procédé continu de préparation de suspensions concentrées. Les résultats de mesures montrés ici sont assez fiables pour affirmer que la préparation de suspensions concentrées de CaCO_3 est non seulement

faisable mais souhaitable étant donné le peu de ressources nécessaires et la flexibilité que cela peut apporter à une cuisine de couchage.

CHAPITRE 7

CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS

Ce travail avait pour objectif général de mieux connaître la performance du mélangeur statique SMX dans des situations de dispersion de gaz, de liquides et de particules solides. Des moyens expérimentaux et numériques ont été mis en œuvre pour y parvenir.

Le premier objectif spécifique visait à démontrer la capacité des simulations numériques 3D à fournir des informations relatives à la capacité de mélange et de dispersion du mélangeur statique. Les résultats ont d'abord mis en évidence l'incapacité de certains types d'éléments finis à représenter correctement la cinématique complexe obtenue dans le mélangeur. La représentation est d'autant plus fautive que la rhéologie du fluide simulé s'éloigne de celle d'un fluide newtonien. Avec des éléments adéquats, on a pu caractériser les géométries du mélangeur SMX et Kenics au moyen de la constante K , proposée par Metzner et Otto. Les valeurs numériques recourent de façon satisfaisante les valeurs obtenues expérimentalement. Par post-traitement des résultats, on a pu obtenir des DTS numériques qui elles aussi ont résisté à la confrontation avec les valeurs expérimentales. Finalement, une approche nouvelle a été testée et consiste en une distribution de longueur de parcours pour des particules fictives initialement sur un plan à l'entrée des mélangeurs. Cette troisième caractérisation des mélangeurs, encore jamais utilisée, se révèle fournir une signature très caractéristique. L'évolution de la largeur de la distribution en fonction du

nombre d'éléments mélangeurs a aussi été proposée comme critère d'évaluation. Elle constitue un supplément d'information sur la conception lors de l'évaluation d'un mélangeur existant ou nouveau. Les résultats reliés à cet objectif auront donc fourni des indications qui n'avaient encore jamais été publiées au sujet du mélangeur SMX.

Le second objectif spécifique de la thèse devait combler le manque d'information relative à la dispersion de fluides, de gaz et de liquides, dans une phase continue aqueuse, newtonienne ou non. Pour la mesure de la performance du mélangeur face aux diverses conditions d'opération imposées, on a enregistré sur bande vidéo directement à la sortie des éléments les bulles et gouttes produites. L'impression d'une partie de ces images pour la mesure des gouttes a pu fournir les diamètres moyens des distributions de tailles obtenues. On a mesuré l'effet du nombre d'éléments mélangeurs, du rapport des viscosités entre les phases, de la fraction volumique et finalement du débit de phase continue. Les résultats ont pu tous être regroupés sur une courbe de taille en fonction de l'énergie dissipée dans le mélangeur. De plus, une caractérisation de la capacité de dispersion est proposée. Elle se fonde sur l'évolution de la réduction de taille obtenue en fonction du nombre d'éléments mélangeurs. L'évolution de la courbe est toujours la même pour tous les mélangeurs étudiés. Seule la vitesse de réduction est différente et se révèle donc une constante représentative de la cinétique de réduction de taille dans le mélangeur. La principale faiblesse de cette investigation réside dans l'effet non mesuré de la coalescence des gouttes dans le mélangeur. On pourrait aisément remédier à cette lacune en effectuant des mesures à très faibles concentrations en phase dispersée.

Finalement, le troisième objectif visait à démontrer la capacité du mélangeur SMX à incorporer du CaCO_3 à de l'eau en continu. Cette expérimentation s'est faite sans agent dispersant ce qui a limité les concentrations atteintes en solide à 55%. On démontre aussi que la viscosité très élevée engendrée par cette absence de dispersant favorise la réduction de taille. Les résultats révèlent aussi qu'une concentration supérieure à 40% avant l'entrée dans le mélangeur permet de réduire la taille des agglomérats initiaux jusqu'à la taille minimale possible en une seule passe dans les éléments. Cette constatation ouvre donc la porte à des applications industrielles pouvant être avantageées par des procédés continus. La préparation des sauces de couchage pour le papier, à l'étape de l'incorporation du pigment dans l'eau, a déjà été mentionnée comme l'une de ces applications possibles.

Enfin, plusieurs pistes d'investigations s'ouvrent à la suite de ce travail.

- a- Compléter l'évaluation de la performance de dispersion du SMX avec des rapports de viscosités encore plus élevés que ceux atteints ici. Des rapports de l'ordre de 1 000 ou 10 000 pourraient être testés.
- b- Évaluer les effets de la coalescence sur la taille moyenne mesurée.
- c- Fournir de nouvelles mesures de dispersion avec le mélangeur Kenics pour fins de comparaison car celles disponibles dans la littérature datent et sont mal adaptées à la présentation adoptée ici.
- d- Pour la dispersion de solides, compléter ce qui a été fait ici par des dispersions de plusieurs solides différents.

- e- Pour la dispersion de solides, évaluer l'effet des agents dispersant sur la viscosité à concentration élevée de pigment.
- f- Pour les simulations numériques, compléter le rapprochement entre la DLP, l'étiement subi par le fluide et la théorie du chaos.

BIBLIOGRAPHIE

- ACHARYA, A. et ULBRECHT, J.J. (1978). Note on the influence of viscoelasticity on the coalescence rate of bubbles and drops. AIChE Journal, 24, no. 2, 348-351.
- AKAY, G. (1998). Flow induced phase inversion in the intensive processing of concentrated emulsion, Chem. Eng. Sci., 53, no. 2, 203-223.
- AL-TAWEEL, A.M., et CHEN, C. (1996). A novel static mixer for the effective dispersion of immiscible liquids, Trans. IChemE, 74, Part A, 445-450.
- AL-TAWEEL, A.M., et WALKER, L.D. (1983). Liquid dispersion in static in-line mixers, Can. J. Chem. Eng., 61, 527-533.
- ANONYME (1990). Multi-purpose mixers, Chem. Eng. (London), 48, no. 1
- ANONYME (1985). Motionless mixers stir-up sluggish markets, Chem. Eng., 18-21.
- AREF, H. (1986). Stirring by chaotic advection, J. Fluid Mech., 143, 1-21.
- ARIMOND, J. et ERWIN, L. (1985). A simulation of a motionless mixer, Chem. Eng. Commun., 37, 105-126.
- ARZATE-LOPEZ, A. (1999). Détermination de la viscosité en ligne des sauces de couchage. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Février 1999.
- ASTARITA, G. (1979). Objective and generally applicable criteria for flow classification, J. Non-Newt. Fl. Mech., 6, 69-76.
- AVALOSSE, T. et CROCHET, M.J. (1997). Finite element simulation of mixing: 1. Two-dimensional flow in periodic geometry, AIChE J., 43, no. 3, 577-576.
- AVALOSSE, T. et CROCHET, M.J. (1997). Finite element simulation of mixing: 2. Three-dimensional flow through a Kenics mixer, AIChE J., 43, no. 3, 588-597.

AWASTHI, R.C. et VASUDEVA, K. (1983). On mean residence times in flow systems, Chem. Eng. Sci., 38, no. 2, 313-319.

BADE et HOFFMAN (1997).

BAKKER, A., CATHIE, N. et LAROCHE R. (1994). Modelling of the flow and mixing in HEV static mixers. I. Chem. E. Symposium series, 136, Mixing 8, 533-539.

BAKKER, J.R. (1991). Motionless mixers stir up new uses. Chem. Eng. Prog., 87, 32-38.

BAO, Z.-Y., BOSNICH, M.G. et HAYNES, B.S. (1994). Estimation of void fraction and pressure drop for two-phase flow in fine passages, Trans. IChemE, 72, Part A, 625-632.

BARNES, H.A. et HOLBROOK, S.A. (1993). High concentration suspensions: preparation and properties, Processing of solid-liquid suspensions, Shamlou, P.A., Éditeur.

BARRESI A.A., PAGLIOLICO S. et PIPINO M. (1996). Mixing of slurries in static mixer: evaluation of a lower energy alternative to simultaneous comminution and mixing for production of composite ceramic material, Proc. 5th Int. Conf. Multi Phase Flow in Ind. Plants, Amalfi, Italy, Sept. 26-27, 302-313.

BARRESI A.A., PAGLIOLICO S. et PIPINO M. (1997). Wet mixing of fine ceramic powders in a motionless device, Réc. Prog. Génie Proc., 11, no. 51, 291-298.

BEATTIE DRH et WHALLEY P.B. (1982). (D'après Bao et al.). A simple two-phase frictional pressure drop calculation method, Int. J. Multiphase Fl., 8, 83-87.

BENTLEY, B.J. et LEAL, L.G. (1986). An experimental investigation of drops deformation and break-up in steady two-dimensional linear flows, J. Fluid Mech., 167, 241-283.

BERKMAN, P.D. et CALABRESE, R.V. (1988). Dispersion of viscous liquids by turbulent flow in a static mixer. AIChE Journal, 34, no. 4, 602-609.

BERTRAND, F.H., GADBOIS, M.R. et TANGUY, P.A. (1992). Tetrahedral elements for fluid flow, Int. J. Num. Meth. Eng., 33, 1251-1267.

BERTRAND, F., TANGUY, P.A. et THIBAUT, F. (1994). A numerical study of the residence time distribution in static mixing. I. Chem. E. Symposium Series, 136, 163-170.

- BERTRAND, F., THIBAUT, F., TANGUY, P.A. et CHOPLIN, L. (1994). Three-dimensional modeling of the mixing of highly viscous polymers with intermeshing impellers. AIChE Symposium Series, Industrial mixing technology, 90, no. 299, 106-116.
- BIGIO, D.J. et CONNER, J.H. (1995). Principal directions as a basis for the evaluation of mixing. Polym. Eng. Sci., 35, no. 19, 1527-1534.
- BIGIO, D. et MACLAREN, B. (1991). The effect of viscosity ratio on laminar mixing in the twisted tape motionless mixer. Polym. Proc. Soc., 7th annual meeting, 90-91.
- BIGIO, D. et STRY, W. (1990). Measures of mixing in lamina flow. Pol. Eng. Sci., 30, no. 3, 153-161.
- BIRD, R.B., STEWART, W.E. et LIGHTFOOT, E.N. (1960). Transport Phenomena. Wiley, New-York.
- BRITO DE LA FUENTE, E. (1993). Mixing of rheological complex fluids with helical ribbon and helical screw ribbon impellers, Thèse de doctorat, U. Laval, Québec.
- BOERSMA, W.H., LAVEN, J. et STEIN, H.N. (1990a). Shear thickening (Dilatancy) in concentrated dispersions, AIChE J., 36, no. 3, 321-332.
- BOERSMA, W.H., LAVEN, J. et STEIN, H.N. (1990b). Experiments and computer simulations on the flow of concentrated dispersion, 3rd Eur. Rheol. Conf., D.R. Oliver Editor, 60-63.
- BOR, T. (1971). The static mixer as a chemical reactor. Brit. Chem. Eng., 610-612.
- BRODKEY, R.S. (1966). Fluid motion and mixing. Mixing Theory and practice. Uhl V.W. et Gray, J.B. Éditeurs.
- BURDEN, R.L. et FAIRES J.D. (1985) Numerical Analysis, 3rd edition. PWS-Kent Publishing Co. Mass.
- BURMESTER, S.S.H., RIELLY, C.D.N. et EDWARDS, M.F. (1991). The mixing of miscible liquids with large differences in density and viscosity. Proceeding of the 7th European congress on mixing, 9-16.

- CHANDRA K.G. et KALE, D.D. (1992). Pressure drop for laminar flow of viscoelastic fluids in static mixers, Chem. Eng. Sci., 47, no. 8, 2097-2100.
- CHANDRA K.G. et KALE, D.D. (1995). Pressure drop for two-phase air-non-Newtonian liquid flow in static mixers, The Chem. Eng. J., 59, 277-280.
- CHEMINEER, Documentation technique.
- CHENG, Z. et REDNER, S.(1990). Kinetics of fragmentation, J.Phys. A:Math. Gen., 23, 1233-1258.
- CHEN, S.J. (1975). Static mixing of polymers. Chem. Eng. Prog., 7, no. 8., 80-83.
- CHISHOLM, D. (1967). A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow, Int. J. Heat Mass Trans., 10, p. 1767.
- COHU O. et MAGNIN A. (1995). Rheometry of paints with regard to roll coating process, J. Rheo., 39, no. 4, 767-785.
- COSTAZ, H., JOKUMSEN, S., FIATY, K., LAURENT, P., LIETO, J. et MEYRUEIX, R. (1995). Détermination de la taille des gouttes par mesures en ligne dans un réacteur agité par rotor-stator. RPGP, 9, 231-236.
- COULSON J.M. et RICHARDSON J.F. (1993). Chemical engineering Vol. 1, Pergamon Press, 718 p.
- CYBULSKI, A. et WERNER, K. (1986). Static mixers - Criteria for applications and selection. Int. Chem. Eng., 26, no. 1, 171-180.
- DACKSON, K. et NAUMAN E.B. (1987). Fully developed flow in twisted tapes: a model for motionless mixers. Chem. Eng. Commun., 54, 381-395.
- DANKWERTS, P.V. (1953). Continuous flow systems - distribution of residence times. Chem. Eng. Sci., 2, no. 1, 1-13.
- DAVIS I., BIRREL, G., DEAN, T. et WILLIAMS, D. (1997). The essential guide to aqueous coating of paper and board, Paper Industry Technical Association.

DE LA VILLÉON, J., BERTRAND, F., TANGUY, P.A., LABRIE, R., BOUSQUET, J. ET LEBOUVIER, D. (1998). Numerical investigation of mixing efficiency of helical ribbons, AIChE J., 44, no. 4, 972-977.

DELPLACE, F. et LEULIET, J.C. (1995). Generalized Reynolds number for the flow of power law fluids in cylindrical ducts of arbitrary cross-section, Chem. Eng. J., 56, 33-37.

DORAISWAMY, D., GRENVILLE, R.K. et ETCHELLS, A.W. (1994). Two-score years of the Metzner-Otto correlation, Ind.Eng. Chem. Res., 33, 2253-2258.

DUQUESNOY, J.A., THIBAULT, F. et TANGUY, P.A. (1995). Dispersion of clay suspensions at high solid content, Private communication, MacMillan Bloedel British-Columbia Canada.

DUPONT INC. Pigments dispersion in Liquids - Theory of dispersion process.

EDWARDS, M.F. et BAKER, M.R. (1992). A review of liquid mixing equipment. Mixing in the process industries 2nd Edition, Hamby, N., Edwards M.F., Nienow, A.W Éditeurs, 118-136.

EDWARDS, D.A., BRENNER, H. et WASAN, D.T. (1991). Interfacial transport processes and rheology, Butterworth-Heinemann Éditeur.

EGGERS, J. et DUPONT, T. (1994). Drop formation in a one -dimensional approximation of the Navier-Stokes equation, J. Fluid Mech., 262, 205-221.

EFTHIMIADU, I. et MOORE, P.T. (1994). Phase inversion of liquid-liquid dispersions produced between parallel shearing plates. Chem. Eng. Sci., 49, no. 9, 1439-1444.

EL-HAMOUZ, A.M., STEWART, C. et DAVIES, G.A. (1994). Kerosene/water dispersions produced by a Lightnin «in-line» static mixer, IchemE Symposium Seires, 136, Mixing 8, 457-464.

FASOL, C. (1995). Hydrodynamique et transfert de chaleur dans un mélangeur statique Sulzer SMX avec des fluides rhéologiquement complexes, Thèse de doctorat, INPL-ENSIC, Nancy, 111 p.

- FRADETTE, L., LI, H.-Z., CHOPLIN, L. et TANGUY P. (1997). Efficacité de dispersion gaz-liquide dans un mélangeur statique Sulzer SMX, Réc. Prog. Génie Proc., 55, 149-154.
- GIRAUD, P., DUQUENNE A.M., ETCHETO, L. et BERTRAND, J. (1993). Numerical simulation of in-line mixers, ESCAPE 2.
- GLENN MILLS INC. (1998). Homogenizing and dispersing technology, documentation technique.
- GODFREY, J.C. (1992). Static mixers. Mixing in the process industries 2nd Edition. Harnby, N., Edwards M.F., Nienow, A.W Éditeurs, 225-249.
- GODFREY, J.C., OBI, K.I. et REEVE, R.N. (1989). Measuring Drop size in continuous Liquid-Liquid mixers, Chem. Engineering, Dec, 61-69.
- GRACE, H.P. (1982). Dispersion phenomena in high viscosity immiscible fluid systems and application of static mixers as dispersion devices in such systems. Chem. Eng. Comm., 14, 225-277 (1971, 3rd Engng. Found. Res. Conf. Mixing, Andover, NH).
- GRACE, J.R. (1983). Hydrodynamics of liquid drops in immiscible liquids. Handbook of fluids in motion. Cheremisinoff Éditeur.
- GREERCO, Colloid Mills, Documentation technique.
- GROSZ-RÖLL, F. (1980). Assessing homogeneity in motionless mixers. Int. Chem. Eng., 20, no. 14, 542-549.
- HAAS, P.A. (1987). Turbulent dispersion of aqueous drops in organic liquids, AIChE J., 33, no. 6, 987-995.
- HEYWOOD, J.I., VINEY, L.J. et STEWART, I.W. (1984). Mixing efficiencies and energy requirements of various motionless mixer designs for laminar mixing applications. IchemE Symposium Series, 89, 147-176.
- HINZE, J.O. (1955). Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes, AIChE J., 1, no. 3, 289-295.

- HOBBS, D.M. et MUZZIO, F.J. (1997). The Kenics static mixer: a three-dimensional chaotic flow, Chem. Eng. J., 67, 153-166.
- HOGG, V.R. et CRAIG, T.A. (1978). Introduction to mathematical statistics, 4th Ed., Macmillan Publishing.
- HOWES, T., MACKLEY, M.R. et ROBERTS, E.P.L. (1991). The simulation of chaotic mixing and dispersion for periodic flows in baffled channels, Chem. Eng. Sci., 46, no. 7, 1669-1677.
- HUREZ, P. (1994). Conception assistée par ordinateur de filières d'extrusion de profilés. Thèse de doctorat, Université Laval, Québec, 147 p.
- ISOM, C.R. (1994). The application and desing of static mixers in the pulp and paper industry. AIChE spring national meeting, Session 29: Mixing in the pulping industry.
- JANA, S.C., TJAHHADI, M. et OTTINO, J.M. (1994). Chaotic mixing of viscous fluids by periodic changes in geometry: baffled cavity flow, AIChE J., 40, no. 11, 1769-1781.
- JANSEN, J.J.M., BOON, A. et AGTEROF, W.G.M. (1994). Influence of dynamic interfacial properties on droplet breakup in simple shear flow. AIChE J., 40, no. 12, 1929-1939.
- JANSSEN, J.M.H. et MEIJER, J.E.H. (1993). Droplet breakup mechanism : stepwise equilibrium versus transient dispersion. J. of Rheol., 37, no. 4, 597-608.
- JEAN, J.H., GOY, D.M. et RING, T.A., (1987). Continuous production of narrow-sized and unagglomerated TiO₂ powders, American Ceramic Society Bulletin, 66, 1517-1520.
- JEANSON M. (1995). Mesure de la viscosité en ligne pour les sauces de couchage du papier. Projet de fin d'études. École Polytechnique de Montréal.
- JOSEPH, D.D., LIU, Y.J., POLETTO, M. et FENG, J. (1994). Aggregation and dispersion of spheres falling in viscoelastic liquids, J. N.-N. Fluid Mech., 54, 48-56.
- JOSHI, P., NIGAM, K.D.P. et NAUMAN, B.E. (1995). The Kenics static mixer : new data and proposed correlation, The Chem. Eng. J., 59, 265-271.

- KALYON, D.M., YARAS, P., ARAL, B. et YILMAZER, U. (1993). Rheological behavior of a concentrated suspension: a solid rocket fuel simulant, J. Rheol., 37, no, 35-53.
- KEMBLOWSKI, Z. et PUSTELNIK, P. (1988). Residence time distribution of a power law fluid in Kenics static mixers, Chem. Eng., Sci., 43, 473-478.
- KENDALL K. (1988). Agglomerate strength. Powder Metallurgy, 31, no. 1, 28-31.
- KENNEDY, M.R., POZRIKIDIS, C. et SKALAK, R. (1994). Motion and deformation of liquid drops and the rheology of dilute emulsion in simple shear flow, Computers Fluid, 23, no. 2, 251-278.
- KHAC TIEN, N., STREIFF, F., FLASCHEL, E. et RENKEN, A. (1990). Motionless mixers for the design of multitubular polymerization reactors, Chem. Eng. Tech., 13, 214-220.
- KHAKHAR, D.V. et OTTINO, J.M. (1986). Deformation and breakup of slender drops in linear flows, J. Fluid Mech., 166, 265-285.
- KHAKHAR, D.V. et OTTINO, J.M. (1987). Breakup of liquid threads in linear flows, Int. J. Multiphase Flow, 13, no. 1, 71-86.
- KINEMATICA, Documentation technique.
- KOH C.J., HOOKHAM P. et LEAL L.G. (1994). An experimental investigation of concentrated suspension flows in a rectangular channel, J. Fl. Mech., 266, 1-32.
- KOZICKI, W., CHOU, C.H. et TIU, C. (1966). Non-Newtonian flow in ducts of arbitrary cross-sectional shape, Chem. Eng. Sci., 21, 665-679.
- KOZICKI, W. et TIU, C. (1973). Flow of complex fluids in open or closes conduits, packed beds and porous media, The Can. J. Chem. Eng., 51, 359-363.
- KRIEGER et DOUGHERTY (1959). Chem. Eng. Sci XXX
- LANG, E., DRTINA, P., STREIFF, F. et FLEISCHLI, M. (1995). Numerical simulation of the fluid flow and the mixing process in a static mixer, Int. J. Heat and Mass Tr., 38, no. 12, 2239-2250.
- LASENTEC INC. (1995) Documentation technique.

- LEE, Y.J., FEKE, D.L. et MANAS-ZLOCZOWER, I. (1993). Dispersion of titanium dioxide agglomerates in viscous media, Chem. Eng. Sci, 48, 3363-3372.
- LEULIET, J.C., TARWACKI, J., DELPLACE, F. et MAINFONNAT, J.F. (1993). Estimation de la température de mélange lors du chauffage de fluides visqueux en régime laminaire, RPGP, 7, no 30, 1-6.
- LEVENSPIEL, O. et SMITH, Z.K. (1957). Notes on the diffusion-type model for the longitudinal mixing of fluid in flow, Chem. Eng. Sci, 6, 227-233.
- LI, Q., FEKE, D.L. et MANAS-ZLOCZOWER I. (1997). Comparison of stability and dispersion characteristics of organic pigment agglomerates, Powd. Technol., 92, 17-24.
- LI, H.Z., FASOL, C. et CHOPLIN, L. (1996). Hydrodynamics and heat transfer of theologically complex fluids in a sulzer smx static mixer, Chem. Eng. Sci, 51, 1947-1955, 1947-1955.
- LI, H.Z., FASOL, C. et CHOPLIN, L. (1997). Pressure drop of Newtonian and non-Newtonian fluids across a Sulzer SMX static mixer, Trans. IchemE, 75, Part A, 792-796.
- LIN, S.H.,(1980). The Residence time distribution for laminar non-Newtonian flow in an annulus with negligible diffusion, Chem. Eng. Sci, 35, 1477-1485.
- LING, F.J. et ZHANG, E.X. (1995). A numerical study on mixing in the Kenics static mixer, Chem. Eng. Commun., 136, 119-141.
- LOCKART et MARTINELLI (1949). Chem. Eng. Prog., 45, 39-48.
- MACKLEY, M.R. et NI, X. (1991). Mixing and dispersion in a baffled tube for steady laminar and pulsatile flow, Chem. Eng. Sci, 46, no. 12, 3139-3151.
- MACOSKO, C.W. (1994). Rheology: principles, measurements and applications, VCH Editeurs.
- MALVERN (1998). Documentation technique (www.malvern.co.uk)

MANAS-ZLOCZOWER, I. (1994). Dispersive mixing of solid additives. Mixing and compounding of polymer: theory and practice, Manas-Zloczower et Tadmor Éditeurs, 55-83.

MANAS-ZLOCZOWER, I. (1994a). Studies of mixing efficiency in batch and continuous mixers, Rubber Chem. Technol., 67, 504-528.

MAO, Z.Q., GODFREY, J.C. et SLATER, M.J. (1995). Single liquid drop velocities and breakage mechanism in sections of structured packing, Chem. Eng. Technol., 18, 33-40.

MARKATOS, N.C., (1993). Mathematical modeling of single- and two-phase flow problems in the process industries, Revue de l'Institut Français du Pétrole, 48, no. 6, 631-662.

MCCABE, W.L., SMITH, J.C. et HARRIOT, P. (1993). Unit operations in chemical engineering. 5^e édition, McGraw Hill chemical engineering series, 1130 p.

METZNER A.B. et REED J.C. (1955). Flow on non-Newtonian fluids - correlation of the laminar, transition and turbulent - flow regions, AIChE J., 1, 434-440.

MEIJER, H.E.H. et JANSEN, J.M.H. (1994). Mixing of immiscible liquid, Mixing and compounding of polymers - theory and practice. Manas-Zlockzower et Tadmor éditeurs. Hanser Publishers.

METZNER, A.B. et OTTO, R.E. (1957). Agitation of non-Newtonian fluids, AIChE. J., 3, p. 3-10.

MIDDLEMAN, S. (1974). Drop size distributions produced by turbulent pipe flow of immiscibles fluids through a static mixer, I&EC Process Design and Developments, 13, no. 1, 78-83.

MIFFLIN et SCHOWALTER (1988). Flocculation of colloids suspended in a viscoelastic fluid undergoing shear, AIChE J., 34, no., 11, 1839-1849.

MIKCKAILY-HUBER, E.S., BERTRAND, F., TANGUY, P., MEYER, T., TENKEN, A., RYS, F. et WEHRLI, M. (1996). Numerical simulation of flow in an SMRX static mixer, The Chem. Eng. J., 63, 117-126

- MIGHRI, F., AJJI, A. et CARREAU, P.J. (1997). Influence of elastic properties on drop deformation in elongational flow, J. Rheol., 41, no. 5, 1183-1201.
- MIGHRI, F., CARREAU, P.J. et AJJI, A. (1998). Influence of elongational properties on drop deformation in shear flow, J. Rheol., 42, no. 6, 1477-1490.
- MORRIS, W.D. et MISSON, P. (1974). An experimental investigation of mass transfer and flow resistance in the Kenics static mixer, I&EC, Process Design and Developments, 13, no. 3, 270-275.
- MOULINE, Y. (1995). Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy.
- MUTSAKIS, M., STREIFF, F.A. et SCHNEIDER, G. (1986). Advances in static mixing technology, Chem. Eng. Prog., July, 42-48.
- MUZZIO, F.J. et OTTINO, J.M. (1989). Dynamics of a lamellar system with diffusion and reaction: scaling analysis and global kinetics, Physical Rev. A, 40, no. 12, 7182-7192.
- MUZZIO, F.J. et TIAHJADI, M., OTTINO, J.M. (1991). Self-similar drop size distributions produced by breakup in chaotic flow, Phys. Rev. Letters, 67, no. 1, 54-57.
- NAUMAN, E.B. (1979). Enhancement of heat transfer and thermal homogeneity with motionless mixers, AIChE J., 25, no. 2, 246-258.
- NAUMAN, E.B. (1981). Residence time distribution in systems governed by the dispersion equation, Chem. Eng. Sci., 36, 957-966.
- NAUMAN, E.B. (1982). Reactions and residence time distributions in motionless mixers, The Can. J. of Chem. Eng., 60, 136-140.
- NAUMAN, E.B. (1989). Comments on residence time distribution of a power law fluid in Kenics static mixer, Chem. Eng. Sci., 44, no. 7, 1597.
- NAUMAN, E.B. (1991). On residence time and trajectory calculations in motionless mixers, The Chem. Eng. J., 47, 141-148.

- NAUMAN, E.B. et BUFFAM, B.A. (1983). Mixing in continuous flow systems, John Wiley & Sons, 1983.
- NAUMAN, E.B., ETCHHELLS, A.W. et TATTERSON, G.B. (1988). Mixing: The state of the art, Chem. Eng. Prog., 58-69.
- NIEDERKORN, T.C. et OTTINO, J.M. (1993). Mixing of a viscoelastic fluid in a time-periodic flow, J. Fluid Mech., 256, 243-268.
- NIENOW, A.W. et ELSON, T.P. (1988). Aspects of mixing in rheologically complex fluid, Chem. Eng. Res. Des., 66, Jan, 5-15.
- NIGAM, K.D.P. et NAUMAN, E.B. (1985). Residence time distribution of power law fluids in motionless mixers, The Can. J. Chem. Eng., 63, 519-521.
- OLDSHUE, J.Y. (1983). Fluid mixing technology and practice, Chem. Eng., 82-108.
- OLDSHUE, J.Y. (1994). Macro/Micro concept in the mixing of fluid and pulp suspensions in the pulp industry, AIChE Annual Meeting.
- OTTINO, J.M. (1983). Mechanical mixing efficiency parameter for static mixers, AIChE J., 29, no. 1, 159-161.
- OTTINO, J.M. (1989). The kinematics of stretching, chaos and transport, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- OTTINO, J.M. et CHELLA, R. (1983). Laminar mixing of polymeric liquids: a brief review and recent theoretical developments, Polym. Eng. Sci., 23, no 7, 357-379.
- OTTINO, J.M., LEONG, C.W., RISING, H. et SWANSON, P.D. (1988). Morphological structures produced by mixing in chaotic flows, Nature, 333, 419-425.
- OTTINO J.M., RANZ, W.E. et MACOSKO, C.W. (1979)., A lamellar model for analysis of liquid-liquid mixing, Chem. Eng. Sci., 34, 877-890.
- OTTINO, J.M., RANZ, W.E. et MACOSKO, C.W. (1981). A framework for description of mechanical mixing of fluids, AIChE J., 27, no. 4, 565-577.

PACEK, A.W. et NIENOW, A.W. (1995). Measurement of drop size distribution in concentrated liquid-liquid dispersion: video and capillary techniques, Trans. IChemE, 73, Part A, 512-518.

PACEK, A.W., MOORE, I.P.T. et NIENOW, A.W. (1994). Video technique for measuring dynamics for liquid-liquid dispersion during phase inversion, AIChE J., 40, no 12, 1940-1949.

PAHL, M.H. et MUSCHELKNAUTZ, E. (1982). Static mixers and their applications, Int. Chem. Eng., 22, no. 2, 197-205.

PARFIT, G.D. et BARNES, H.A. (1992). The dispersion of fine particles in liquid media. Mixing in the process industry, Hamby, N., Edwards M.F., Nienow, A.W Éditeurs, 99-117.

PERRY, R.H. et CHILTON D. (1989). Chemical Engineer's Handbook. 6^e édition, 1989.

PETERS, D.C. (1992). Dynamics of emulsification. Mixing in the process industry, Hamby, N., Edwards M.F., Nienow, A.W Éditeurs, 294-314.

POWELL R.L. et MASON S.G. (1982). Dispersion by laminar flow, AIChE J., 28, no. 2, 286-293.

PUSTLENICK P. (1986). Investigation of residence time distribution in Kenics static mixers, Chem. Eng. Proc., 20, no. 3, 147-154.

QUÉMADA D. (1985a). Relation comportement - structure dans les dispersions concentrées, Revue générale de thermique, 279, 174-193.

QUÉMADA D. (1985b). Phenomenological rheology of concentrated dispersions. I - Clustering effects and the structure dependent packing fraction. II- Shear viscosity discontinuities as structure transitions, J. Theoretical Appl. Mech., Numero special, 267-288 et 289-301.

RALLISON, J.M. (1984). The deformation of small viscous drops and bubbles in shear flows, Ann. Rev. Fluid Mech., 16, 45-66.

- RANZ, W.E., (1979). Applications of a stretch model to mixing, diffusion and reaction in laminar and turbulent flow, AIChE J., 25, no.1, 41-47.
- RAULINE, D., TANGUY, P.A., LEBLÉVEC, J.M. et BOUSQUET, J. (1998). Numerical investigation of the performance of several static mixers, Can. J. Chem. Eng., 76, 527-535.
- RAULINE, D., LEBLÉVEC, J.M., BOUSQUET, J. et TANGUY, P.A. (1999). A comparative assessment of the performance of the Kenics and SMX static mixers. à paraître.
- ROBERTS, E.P.L. et MACKLEY, M.R. (1995). The simulation of stretch rates for the quantitative prediction and mapping of mixing within a channel flow, Chem. Eng. Sci., 50, no. 23.
- ROPPER, J.A. et ATTAL, J.F. (1993). Evaluation of coating high-speed runnability using pilot coater data, Rheological measurements and computer modeling, Tappi J., 76, no. 5, 55-61.
- RWEI S.P., MANAS-ZLOCZOWER I. et FEKE D.L. (1990). Observation of carbon black agglomerate dispersion in simple shear flows, Polym. Eng. Sci. 30, 701-706.
- SCHNEIDER, G. (1988). Les mélangeurs statiques dans la transformation des matières thermodurcissables et thermoplastiques, Revue Technique Sulzer, 70, no. 4, 31-36.
- SCHNEIDER, G., GROSZ-RÖLL, F. et GERMAIN, E. (1988). Mélange statique de colle, de masses siliconées et systèmes résine/durcisseur, Revue Gén. des Caout. Et Plast., no. 678, 91-92.
- SCHÜTZ G. et GROSZ-RÖLL, F. (1978). Ausnutzen rheologischer Phänomene bei statischen Mischern, Praktische Rheologie der Kunststoffe. VDI-Verlag, Düsseldorf, 177-196.
- SEMBIRA, S.N., MERCHUK, J.C. et WOLF, D. (1986). Characteristics of a motionless mixer for dispersion of immiscible fluids - I: A modified electroresistivity probe technique, Chem. Eng. Sci., 41, no. 3, 445-455.

- SEMBIRA, S.N., MERCHUK, J.C. et WOLF, D. (1988). Characteristics of a motionless mixer for dispersion of immiscible fluids - III: Dynamic behavior of the average drop size and dispersed phase hold-up, Chem. Eng. Sci., 43, no. 2, 373-377.
- SHAH, N.F. et KALE, D.D. (1991). Pressure Drop for laminar flow of non-Newtonian fluids in static mixers, Chem. Eng. Sci., 46, no. 8, 2159-2161.
- SHAH, N.F. et KALE, D.D. (1992). Two-phase, gas-liquid flow in static mixers, AIChE J., 38, no. 2, 308-310.
- SHEARER, C.J. (1973). Mixing of highly viscous liquids : flow geometries for streamline subdivision and redistribution, Chem. Eng. Sci., 28, 1091-1098.
- SHINTRE, S.N. (1986). Mixing of non-Newtonian fluid in a motionless mixer, Proceedings of the 6th European Conference on Mixing, 551-557.
- SIR, J. et LECJAKS, Z. (1982). Pressure drop and homogenization efficiency of a motionless mixer, Chem. Eng. Commun., 16, 325-334.
- STONE, H.A. (1994). Dynamics of drop deformation and breakup in viscous fluids, Ann. Rev. Fluid Mech., 26, 65-102.
- STONE, H.A. et LEAL, L.G. (1989a). Relaxation and breakup of an initially extended drop in an otherwise quiescent fluid, J. Fluid Mech., 198, 399-427.
- STONE, H.A. et LEAL, L.G. (1989b). The influence on initial deformation and drop breakup in subcritical time-dependent flows at low Reynolds number, J. Fluid Mech., 206, 223-263.
- STREIFF, F.A. (1977). Dispersion en ligne et transfert de matière au moyen de mélangeurs statiques, Rev. Tech. Sulzer, 3, 108-113.
- STREIFF, F.A. et JANCIC, S.J. (1984). Use of static mixer packing in countercurrent extraction columns, Germ. Chem. Eng., 7, 178-183.
- STREIFF, F.A. et KASER F. (1991). Sulzer mixer reactor SMX for gaz/liquid reactions, 7th European congress on mixing, Brugge, 601-606.

- STREIFF F.A., MATHYS P. et FISHER T.U. (1997). New fundamentals for liquid-liquid dispersion using static mixers, Réc. Prog. Génie Proc., 11, no. 51, 307-314.
- STREIFF, F.A. et ROGERS, J.A. (1994). Don't overlook, static mixers reactors, Chem. Eng., 76, June, 82.
- STRINGARO, J.P., LUDER, J. (1991). Catalyst technology based on static mixing concept, 7th European on Mixing, 601, 606.
- SULZER, Procédés, de mélange, Sulzer Frères S.A., 1991.
- SWANSON, P.D. et OTTINO, J.M. (1990). A comparative computational and experimental study of chaotic mixing of viscous fluids, J. Fluid Mech., 213, 227-249.
- TANGUY, P.A., LACROIX, R. et CHOPLIN, L. (1990). Three-dimensional modelling of the flow through a LPD Dow-Ross static mixer, I.CHEME. E. Symposium Series, no. 121, 97-108.
- TAUSCHER, W. et SCHUTZ, G. (1973). Static mixing elements, Sulzer Technical Review, 2, 157-161.
- TAYLOR, G.I. (1932). The viscosity of a fluid containing small drops of another fluid, Proc. Roy. Soc. London, Serie A, 138, 41-48.
- TAYLOR, G.I. (1934). The formation of emulsion in definable fields of flow, Proc. Roy. Soc. London, SerieA, 146, 501-523.
- TENG, G., KINOSHITA, C.M. et MASUTANI, S.M. (1995). Prediction of droplet size form the breakup of cylindrical liquid jets, Int. J. Mult. Flow., 21, no. 1, 129-136.
- THIBAUT, F. (1999). Modélisation du procédé de mélange solide-liquide : application à la préparation des sauces de couchage. Thèse de Doctorat, Avril 1999., École Polytechnique de Montréal, Canada
- TJAHJADI, M. et OTTINO, J.M., (1991). Stretching and breakup of droplets in chaotic flows, J. Fluid Mech., 191-219.

TJAHJADI, M., STONE, H.A. et OTTINO, J.M. (1992). Satellite and subsatellite formation in capillary breakup, J. Fluid Mech., 243, 297-317.

DE LA VILLÉON, J., BERTRAND, F., TANGUY, P.A., LABRIE, R., BOUSQUET, J. et LEVOUVIER, D. (1998). Numerical investigation of mixing efficiency of helical ribbons, AIChE J., 44, no. 4, 972-977.

VILLERMAUX, J. (1988). The role of energy dissipation in contacting and mixing devices, Chem. Eng. Technol., 11, 276-287.

VILLERMAUX, J. (1991). Future challenges for basic research in chemical engineering, Chem. Eng. Sci., 48, no. 14, 2525-2535.

VILLERMAUX, J. (1993). Basic Chemical Engineering research: where are we going?, ICHEME, 71, Part A, 45-52.

VILLERMAUX, J. (1993). Génie de la réaction chimique - Concept et fonctionnement des réacteurs, 2nd edition, Tec-Doc Lavoisier, 443 p.

VILLERMAUX, J. (1996). Trajectory length distribution (TLD), a novel concept to characterize mixing in flow systems, Chem. Eng. Sci., 51, no. 10, 1939-1946.

WILKINSON, W.L et CLIFF, M.J. (1977). An investigation into the performance of a static in-line mixer, 2nd European Conf. on Mixing, A2-15 A2-29.

WINDHAB, E. (1996). Structure - rheology relationships of concentrated suspensions containing shaped particles in non-Newtonian fluids, Poc. XIIth Int. Congr. Rheology, Edited by Ait-Kadi, Dealy, James and Williams, 667-668.

WINDHAB, E. et WOLF, B (1991). Investigation of the rheological behavior of small droplets in emulsions, Rheology, April, 17-23,

WOLF, B et WINDHAB, E. (1995). Interfacial rheology of deformable droplets in viscometric flows, Rheology, December, 182-189.

WOLF, D. et RESNICK, W. (1963). Residence time distribution in real systems, I&EC Fundamentals, 2, no. 4, 287-293.

WOLF, A., SWIFT, J.B., SWINNEY, H.L. et VASTANO, J.A. (1985). Determining Lyapounov exponents from a time series, Physica D, 16, 285-317.

WRIGHT, H. et RAMKRISHNA, D. (1994). Factors affecting coalescence frequency of droplets in a stirred liquid-liquid dispersion, AIChE J., 40, noo. 5, 767-776.

YEON, W.J. et CHOI K.Y. (1996). Polymerization of styrene in a continuous filled tubular reactor, Pol. Eng. Sci., 36, no. 1, 237-250.

ZHU, Z.M., HANNON, J. et GREEN A. (1992). Use of high intensity gas/liquid mixers as reactors, Chem. Eng. Sci., 47, 2847-2852.

ANNEXE 1

HISTOGRAMMES, DISTRIBUTIONS ET MOMENTS

La distribution des tailles de gouttes ou particules est de première importance dans les procédés de dispersion. De même, dans le domaine du génie de la réaction chimique, le temps de séjour occupe une place importante dans la conception et l'analyse de la performance d'un réacteur. Ces deux domaines du génie ont la caractéristique commune de présenter les informations sous forme de distributions. Nous présentons ici un rappel sur le traitement d'informations de ce type. On utilise comme base des tailles de gouttes. Le parallèle peut aisément être fait avec des temps de séjour.

L'HISTOGRAMME.

Un histogramme vise à répartir graphiquement les tailles mesurées. On le construit en définissant d'abord des intervalles de taille appropriés (ΔD_i). On peut utiliser des tailles existantes (tailles de tamis industriels par exemple) ou en déterminer à partir des caractéristiques des mesures (Règle de Sturges, Règle de Scott ou des méthodes plus évoluées [Ward, 1997]). On classe ensuite les gouttes mesurées dans les intervalles qui leur correspondent. Une fois terminé ce tri, chaque classe ou intervalle de l'histogramme contient un nombre de gouttes. Pour compléter la construction, on divise le nombre de gouttes dans chaque classe par le nombre total de gouttes mesurées.

FONCTION FRÉQUENCE.

Si le nombre d'intervalles est augmenté indéfiniment, la largeur de chacun ira en diminuant. À la limite, en prenant la somme de chacun des intervalle dD , on obtient la définition de la fonction de densité de probabilité :

$$\int_0^{\infty} f(D) dD = 1 \quad \text{Équation 7-1}$$

La fonction de densité cumulée, dite fonction de probabilité, est elle définie par :

$$F(D) = \int_0^D f(D) dD \quad \text{Équation 7-2}$$

LES MOMENTS

Les moments μ_n d'une fonction, qu'elle soit une densité de probabilité $f(x)$ ou de toute autre forme, sont calculés à partir de l'équation générale :

$$\mu_n = \int_0^{\infty} x^n f(x) dx \quad \text{Équation 7-3}$$

Par définition, le moment 0 doit être égal à 1,0 pour une fonction de densité de probabilité. Généralement, on recentre les valeurs des moments autour de la moyenne qui est le premier moment de la fonction étudiée. On écrira donc :

$$\mu'_n = \int_0^{\infty} (x - \mu_1)^n f(x) dx \quad \text{Équation 7-4}$$

Le second moment calculé avec cette équation mesure la largeur de la distribution. C'est la variance dont la racine carrée procure l'écart type. Dans le cas d'une dispersion, il mesure la polydispersité.

Le troisième moment mesure l'asymétrie de la distribution. L'inspection de l'Équation 7-4 montre bien que si la distribution est symétrique, le moment centré d'ordre trois sera identiquement 0. Une valeur négative révélera une queue vers les valeurs inférieures alors que l'inverse sera reflété par une valeur positive du troisième moment.

Le moment d'ordre quatre exprime l'aplatissement de la courbe $f(x)$. Ces deux derniers moments, de par l'exposant relativement élevé qui les compose, sont particulièrement sensibles aux valeurs éloignées de la moyenne. En conséquence, l'obtention de valeurs expérimentales permettant leur calcul fiable et reproductible est extrêmement difficile. Il n'est donc pas recommandé de calculer les moments supérieurs à la variance avec des valeurs expérimentales de temps de séjour. Dans le cas de distributions de tailles de gouttes, plus la distribution est large, plus les moments d'ordre supérieurs devront être laissés de côté.

DIAMÈTRE DE SAUTER

Dans le cas de poudres ou de fluides dispersés, la surface de contact tient une place souvent déterminante dans les échanges entre phases. Un rapport de moment permet d'obtenir la surface d'échange disponible. Il s'agit du diamètre de Sauter :

$$D_{32} = \frac{\mu_3}{\mu_2} = \frac{\int_0^\infty D^3 f(dD) dD}{\int_0^\infty D^2 f(dD) dD} \quad \text{Équation 7-5}$$

On peut le relier à la surface disponible par la relation :

$$\frac{S}{V} = \frac{6}{D_{32}} \quad \text{Équation 7-6}$$

S est ici la surface d'échange et V , le volume de phase de phase dispersée. Ainsi, la mesure de la surface d'échange donne accès à la valeur du diamètre de Sauter sans avoir besoin de mesurer la distribution des tailles.